

ÉRIE A, N° 638.

N° D'ORDRE :

1377.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. Marcel MOULIN,

Chef de Travaux pratiques de Physique

à l'École de Physique et de Chimie de la Ville de Paris.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR L'IONISATION PRODUITE PAR LES
RAYONS α .

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenu le 18 juin 1910, devant la Commission d'Examen.

M. A. HALLER,	} <i>Président.</i>
M ^{me} P. CURIE,	
M. JEAN PERRIN,	

Examineurs.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1910



Digitized by the Internet Archive
in 2026

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

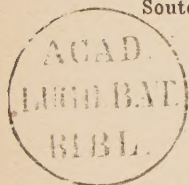
M. Marcel MOULIN,

Chef de Travaux pratiques de Physique
à l'École de Physique et de Chimie de la Ville de Paris.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR L'IONISATION PRODUITE PAR LES
RAYONS α .

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 18 juin 1910, devant la Commission d'Examen.



M. A. HALLER,	<i>Président.</i>
M ^{me} P. CURIE,	} <i>Examineurs.</i>
M. JEAN PERRIN,	

PARIS.

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1910

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

	MM.	
Doyen.....	P. APPELL, Professeur.	Mécanique rationnelle.
Doyen honoraire.....	G. DARBOUX.....	Géométrie supérieure.
Professeurs honoraires.	L. TROOST.	
	Ch. WOLF.	
	J. RIBAN.	
	LIPPMANN.....	Physique.
	BOUTY.....	Physique.
	BOUSSINESQ.....	Physique mathématique et Calcul des probabilités.
	PICARD.....	Analyse supérieure et Algèbre sup.
	H. POINCARÉ.....	Astronomie mathématique et Mécanique céleste.
	Y. DELAGE.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. compar.
	G. BONNIER.....	Botanique.
	DASTRE.....	Physiologie.
	KENIGS.....	Mécanique phys. et expérimentale.
	VELAIN.....	Géographie physique.
	GOURSAT.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	CHATIN.....	Histologie.
	HALLER.....	Chimie organique.
Professeurs.....	JOANNIS.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	JANET.....	Physique (Enseignement P. C. N.).
	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie physique.
	PAINLEVÉ.....	Mathématiques générales.
	HAUG.....	Géologie.
	TANNERY.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	RAFFY.....	Applicat. de l'Analyse à la Géométrie.
	HOUSSAY.....	Zoologie.
	H. LE CHATELIER.....	Chimie.
	GABRIEL BERTRAND.....	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale.
	CAULLERY.....	Zool. (Evolution des êtres organisés).
	C. CHABRIÉ.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie.
	EMILE BOREL.....	Théorie des fonctions.
	MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	N.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. comp.
	PUISEUX.....	Mécanique et Astronomie.
	LEDUC.....	Physique.
Professeurs adjoints...	MATRUCHOT.....	Botanique.
	MICHEL.....	Minéralogie.
	G. PRUVOT.....	Anatomie comparée.
	HÉROUARD.....	Zoologie.
	LÉON BERTRAND.....	Géologie.
	RÉMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
	COTTON.....	Physique.
Secrétaire.....	A. GUILLET.	

A

MES PARENTS.

A

M. PAUL LANGEVIN.

Témoignage de reconnaissance
et de profonde affection.

PREMIÈRE THÈSE.

RECHERCHES

SUR

L'IONISATION PRODUITE PAR LES RAYONS α .

I.

Introduction.

1. Le rayonnement des substances radioactives comprend, comme on sait, des rayons de trois types essentiellement différents que M. Rutherford a désignés sous le nom de rayons α , β , γ .

Cette hétérogénéité avait été signalée dès le début de leurs recherches par M. et M^{me} Curie; elle se manifestait principalement par le fait qu'une partie du rayonnement est très rapidement absorbée par la matière (quelques centimètres d'air ou quelques centièmes de millimètre d'aluminium), tandis qu'une autre partie, beaucoup plus pénétrante, peut traverser plusieurs mètres d'air ou plusieurs centimètres de plomb. Les rayons peu pénétrants sont les rayons α . Certaines substances comme le polonium n'émettent que des rayons α .

Tous les rayons agissent sur les plaques photographiques; ils peuvent exciter la fluorescence de certaines substances et ils rendent conducteurs de l'électricité les

gaz qu'ils traversent en y produisant des ions; mais les rayons α possèdent les effets les plus marqués et ce sont eux qui, à proximité de la substance, produisent la presque totalité des ions.

Les rayons α et les rayons pénétrants se différencient encore à d'autres points de vue. Ces derniers provoquent, de la part des substances interposées sur leur trajet, une émission de rayons secondaires capables d'agir sur les plaques photographiques et d'ioniser les gaz. Les rayons α , au contraire, ne produisent aucun rayonnement secondaire capable d'ioniser les gaz ou d'impressionner les plaques photographiques ⁽¹⁾. Même après passage à travers des écrans minces, ils laissent sur la plaque une impression rectiligne ⁽²⁾.

La découverte, par M. Giesel ⁽³⁾, de la déviabilité magnétique d'une partie des rayons pénétrants (rayons β) a conduit à considérer cette partie des rayons comme formée de particules chargées négativement que M. Kaufmann ⁽⁴⁾ a pu identifier dans la suite aux corpuscules cathodiques. La partie non déviée, découverte ultérieurement par M. Villard ⁽⁵⁾ constitue les rayons γ qui semblent aujourd'hui de même nature que les rayons X; ce seraient des pulsations électromagnétiques émises par les corpuscules β au moment où ils subissent l'accélération considérable qui leur communique ou qui modifie leur vitesse ⁽⁶⁾.

⁽¹⁾ KUCERA et MASEK, *Phys. Zeitsch.*, oct. 1906 et *Le Radium*, t. IV, 1907, p. 75. — LATTÈS, *Le Radium*, t. V, 1908, p. 97.

⁽²⁾ Voir L. MATOUT, *Le Radium*, t. I, 1904, p. 12.

⁽³⁾ GIESEL, *Ann. der Phys.*, t. LXIX, 1899, p. 834.

⁽⁴⁾ KAUFMANN, *Phys. Zeitsch.*, t. IV, 1902, p. 54.

⁽⁵⁾ VILLARD, *Comptes rendus*, t. CXXX, 1900, p. 1010 et 1178.

⁽⁶⁾ M. Bragg a émis récemment une autre hypothèse qu'il a cherché à vérifier par l'expérience. Il admet que les rayons γ sont constitués de particules non chargées qui, en s'ionisant par choc contre les atomes qu'elles rencontrent, produisent le phénomène d'émission de rayons secondaires. Cette hypothèse est basée sur le fait que les rayons secondaires ont une direction d'émission privilégiée dans le sens du rayon-

Quand ils sont homogènes, les rayons β et γ suivent une loi d'absorption à peu près exponentielle (avec un coefficient d'absorption qui diminue à mesure que l'épaisseur de matière traversée augmente). Cette loi est en défaut dans le cas des rayons α et M^{me} Curie a trouvé que son application conduirait à introduire un coefficient d'absorption qui augmente avec l'épaisseur. L'étude de l'absorbabilité de ces rayons avait amené M^{me} Curie à les considérer comme des projectiles lancés par la substance et qui perdent de leur force vive en traversant la matière ⁽¹⁾.

Par la suite, M. Rutherford ⁽²⁾, puis M. Becquerel ⁽³⁾ parvenaient à mettre en évidence la déviabilité magnétique des rayons α ; la déviation s'effectue en sens inverse de celle des rayons β . Cette action du champ magnétique apportait un sérieux appui à l'hypothèse de M^{me} Curie et montrait de plus que les particules devaient transporter des charges positives. Le professeur J.-J. Thomson ⁽⁴⁾ et M. Rutherford ⁽⁵⁾ ont pu, malgré quelques difficultés, déceler cette charge et la mesurer.

Cette structure particulière des rayons α , qui s'affirmait de plus en plus à mesure que les recherches progressaient, semble aujourd'hui complètement démontrée, grâce aux travaux de M. Rutherford qui ont fourni des indications précieuses sur la nature même des particules.

2. La nature des rayons α . — La nature des parti-

nement primaire. Ceci peut s'interpréter tout aussi bien dans la théorie pulsatoire si l'on fait intervenir la pression de radiation ou, si l'on veut, la quantité de mouvement électromagnétique que transportent les pulsations.

⁽¹⁾ M^{me} CURIE, *Comptes rendus*, 8 janvier 1900.

⁽²⁾ RUTHERFORD, *Phys. Zeitsch.*, t. IV, 1902, p. 235; *Phil. Mag.*, février 1903.

⁽³⁾ H. BECQUEREL, *Comptes rendus*, t. CXXXVI, p. 1517.

⁽⁴⁾ J.-J. THOMSON, *Camb. Phil. Soc.*, nov. 1904; *Nature*, mars 1905.

⁽⁵⁾ RUTHERFORD, *Nature*, mars 1905, p. 413; *Phil. Mag.*, août 1905.

cules peut se déduire immédiatement de la connaissance de leur masse, qu'on peut atteindre en déterminant : d'une part, le quotient de leur charge e par leur masse m (en les déviant dans le vide, à l'aide d'un champ magnétique et d'un champ électrique) et, d'autre part, leur charge, en mesurant la charge transportée par un nombre connu de particules.

3. Pour déterminer ce nombre, M. Regener ⁽¹⁾ a utilisé la propriété que possèdent les particules α de produire des scintillations lorsqu'elles viennent frapper un écran recouvert de sulfure de zinc cristallisé, chaque point brillant qui se produit correspondant à l'arrivée d'une particule. M. Rutherford ⁽²⁾ a employé avec M. Geiger une méthode entièrement différente en recevant les particules une à une, à travers un petit trou, dans un condensateur cylindrique dont l'armature intérieure était reliée à un électromètre. Pour avoir une sensibilité suffisante, la pression du gaz à l'intérieur du condensateur et la différence de potentiel entre les armatures étaient telles qu'un commencement de décharge disruptive se produise sous l'influence de l'ionisation par les chocs des ions produits par chaque particule. L'arrivée de chacune d'elles se traduisait par une impulsion de l'électromètre et, en comptant le nombre d'impulsions pendant un temps suffisamment long, on obtenait directement le nombre de particules émises par seconde par la couche active employée.

4. La mesure de la charge transportée par les particules ne va pas sans quelques difficultés expérimentales. Tout d'abord, cette mesure doit se faire dans un vide aussi par-

⁽¹⁾ REGENER, *Verh. d. deutsch. phys. Ges.*, t. X, 1908, p. 8; *Berlin. Akad.*, 1909; *Le Radium*, 1910.

⁽²⁾ RUTHERFORD et GEIGER, *Phil. Trans.*, 1908 et *Le Radium*, 1908, p. 257.

fait que possible pour éviter que l'électrode qui reçoit ces particules ne soit immédiatement déchargée par les ions produits dans le gaz. D'un autre côté, les rayons secondaires cathodiques très lents émis par la couche active et par les corps frappés par les rayons α agissent de la même manière que les ions et il faut placer l'appareil dans un champ magnétique intense qui fait revenir ces corpuscules, en les déviant, sur les corps qui leur ont donné naissance.

5. Ces différentes mesures ont montré que, aux erreurs d'expériences près :

1° Les particules α émises par une même substance radioactive ont toutes même vitesse (cette vitesse qui dépend de la substance est comprise entre 14000^{km} et 22000^{km} par seconde);

2° Les particules α émises par les différentes substances radioactives ont toutes même charge spécifique ($\frac{e}{m} = 0,5 \cdot 10^4$ environ);

3° Le nombre de particules α émises par 1^g de radium pendant une seconde est de $3,4 \cdot 10^{10}$;

4° La charge transportée par chaque particule est voisine de $9,4 \cdot 10^{-10}$ unité électrostatique (1).

Combinant cette dernière valeur avec celle de la charge spécifique $\frac{e}{m}$, on en déduit immédiatement la masse m .

6. Au point de vue de la nature même de la particule, il est surtout intéressant de connaître sa *masse atomique*, rapport de sa masse à la masse de l'atome d'hydrogène.

La charge transportée par l'atome d'hydrogène en électrolyse — la charge atomique — égale à la charge transportée par un ion dans un gaz (Townsend), a été déterminée par différents procédés, avec une concordance vrai-

(1) 9,3 RUTHERFORD; 9,5 REGENER.

ment remarquable, étant donnés la diversité des méthodes et l'ordre de grandeur de cette charge.

La méthode de condensation de la vapeur d'eau sur les ions dans les gaz (J.-J. Thomson, H.-A. Wilson), perfectionnée par MM. Millikan et Begeman a donné à ces derniers physiciens les valeurs $4 \cdot 10^{-10}$, puis $4,65 \cdot 10^{-10}$ U. E. S. ⁽¹⁾.

D'autre part, plusieurs séries d'expériences faites par M. Perrin ⁽²⁾ dans des conditions variées, sur le mouvement brownien ont donné $4 \cdot 10^{-10}$ U. E. S.

Le rayonnement du corps noir permet également, par une voie indirecte, d'atteindre cette charge, mais la seule formule théorique rigoureuse (Lorentz) ne s'applique que pour de très grandes longueurs d'ondes inaccessibles à l'expérience. Une formule donnée par M. Planck fournit pour la charge atomique la valeur $4,69 \cdot 10^{-10}$, si l'on adopte comme coefficient σ de la loi de Stefan ($E = \sigma T^4$) celui qui a été déterminé par M. Kurlbaum

$$(\sigma = 5,32 \cdot 10^{-5} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ degré}^{-4}).$$

On voit donc que la particule α transporte une charge égale au double de la charge atomique et, comme sa charge spécifique est moitié de celle de l'atome d'hydrogène, son poids atomique (ou moléculaire) est 4. Entre diverses hypothèses possibles, M. Rutherford a admis, pour différentes raisons, que *la particule α est un atome d'hélium bivalent*.

Cette conclusion s'est trouvée confirmée par une expérience directe de MM. Rutherford et Royds ⁽³⁾. Ces physiciens ont montré que si l'on enferme de l'émanation du radium dans un tube de verre à parois assez minces pour que les particules α puissent les traverser, on constate au

⁽¹⁾ MILLIKAN, *Phil. Mag.*, 1910, I, p. 209.

⁽²⁾ J. PERRIN, *Comptes rendus*, 1907 et 1908; *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8^e série, t. XVIII, 1909, p. 5.

⁽³⁾ *Phil. Mag.*, t. XVII, 1909, p. 281 et *Le Radium*, t. VI, 1909, p. 47.

bout de quelque temps la présence d'hélium à l'extérieur, alors que si l'on y enferme de l'hélium, il ne sort aucune trace de ce gaz.

D'un autre côté, connaissant le nombre de particules émises, il est possible de calculer le volume d'hélium libéré et la chaleur dégagée par 1^g de radium, et aussi la vie du radium. Ces différentes constantes ainsi calculées sont en bon accord avec les valeurs obtenues par des méthodes plus directes.

Le fait que toutes les particules étudiées ont même charge spécifique et que toutes se comportent, aux erreurs expérimentales près, de la même manière dans leur passage à travers la matière, a conduit M. Rutherford à penser que toutes ces particules sont identiques, quelle que soit la substance qui leur a donné naissance.

Le passage des particules α à travers la matière.

7. Bien que de dimensions atomiques, la particule α peut cependant, grâce à la vitesse considérable avec laquelle elle se meut, passer presque en ligne droite à travers un très grand nombre d'atomes.

En réalité, il se produit une dispersion faible du faisceau; cette dispersion a été mesurée par différents auteurs et en particulier par M. Geiger. La dispersion est une fonction sensiblement exponentielle de l'épaisseur traversée. MM. Geiger et Marsden ont également constaté, par la méthode des scintillations, qu'il se produit une sorte de réflexion des particules lorsqu'elles viennent frapper des écrans solides. Cette réflexion est liée à la dispersion (1).

Mais ces phénomènes sont extrêmement petits : la dispersion s'effectue dans un angle de l'ordre du degré et la réflexion intéresse à peine un millième du nombre total

(1) Voir *Le Radium*, t. VI, 1909, p. 201.

de particules. Pour cette raison, nous n'aurons pas à en tenir compte dans ce qui suit et nous admettrons que les particules se meuvent en moyenne en ligne droite.

8. *Le parcours des particules α . — L'ionisation qu'elles produisent.* — Dans son passage à travers la matière, la particule α perd progressivement sa vitesse, et, au bout d'un parcours bien déterminé, elle cesse de se manifester.

Ce parcours peut se déterminer facilement soit par la méthode photographique, soit à l'aide d'un écran au sulfure de zinc; soit, de préférence, par l'ionisation produite dans les gaz, en déterminant la distance à laquelle les différents effets de la particule cessent de se produire. On peut également mesurer l'épaisseur de matière pour laquelle il devient impossible de déceler les particules par leur charge électrique ou par les rayons secondaires cathodiques qu'elles produisent (W. Duane) ⁽¹⁾. Tous ces procédés conduisent à des résultats du même ordre.

La méthode la plus précise est celle qui a été employée par M. Bragg dans le but de mesurer l'ionisation produite par les particules α en différents points de leur trajectoire ⁽²⁾. On mesure à l'aide de l'électromètre E (*fig. 1*) le courant de saturation que produit, entre un disque de laiton A et une toile métallique très fine T, un faisceau de rayons α qui arrive (à travers la toile métallique) dans une direction sensiblement normale au plan du condensateur ainsi formé ⁽³⁾. Pour obtenir un tel faisceau, M. Bragg canalise les particules α émises (dans toutes les direc-

⁽¹⁾ W. DUANE, *Comptes rendus*, 1908, p. 958 et 1088. Voir aussi ASCHKINASS, *Ann. der Physik*, t. XXVII, 1908, p. 377.

⁽²⁾ BRAGG, BRAGG et KLEEMANN, différents Mémoires. *Phil. Mag.*, 1905, 1906 et 1907.

⁽³⁾ La toile métallique *t* sert à établir au-dessous de T un champ inverse qui empêche les ions produits à l'extérieur du condensateur d'y pénétrer par diffusion ou sous l'influence de courants d'air (*ion-trap*).

tions) par une couche très mince de matière active, à l'aide d'une série de petits tubes C accolés les uns aux

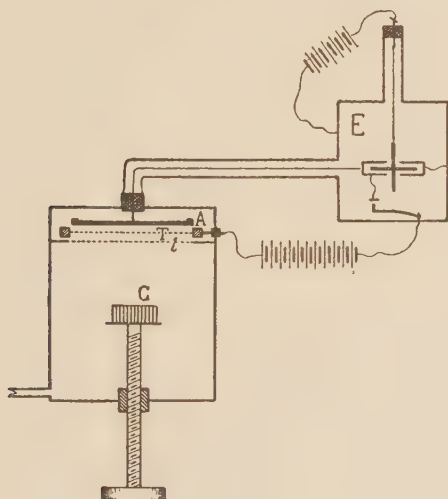


Fig. 1.

autres, qui suppriment les particules α lancées dans une direction trop oblique. Les trajectoires des particules qui sortent de ces tubes ne seraient parallèles que s'ils étaient infiniment étroits par rapport à leur longueur, mais le nombre de particules α qui sortent deviendrait infiniment petit et il faut se résigner à opérer sur des rayons qui, en majorité, sont obliques. Cette obliquité, si elle est faible, a peu d'influence sur la mesure de l'ionisation, à condition que le condensateur AT soit assez large pour que toutes les particules puissent toujours y pénétrer. Elle n'a aucune influence sur la détermination du parcours.

La toile métallique T supprime simplement un certain nombre de particules et n'introduit pour les autres aucune absorption supplémentaire; si la couche de substance active employée est infiniment mince, tous les rayons qui

arrivent dans la chambre d'ionisation AT ont subi la même absorption.

En faisant varier la distance de la substance radioactive

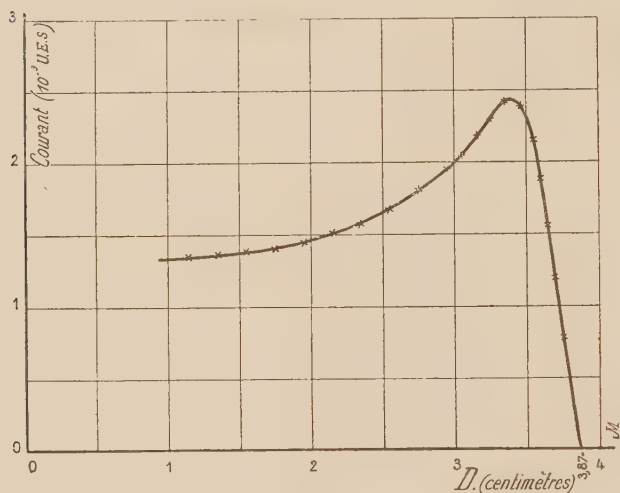


Fig. 2.

Courbe d'ionisation des particules α du polonium. Air, 756^{mm}, 16° C.

Condensateur de 1^{mm} d'épaisseur.

D = distance de la lame active à la toile métallique.

(accompagnée de son faisceau de tubes) au condensateur, on pourra mesurer l'ionisation que produisent les particules α en différents points de leur trajectoire, et tracer la *courbe d'ionisation* de ces particules (courbe de Bragg). On obtient une courbe analogue à celle de la figure 2 que que j'ai obtenue avec les rayons du polonium et qui représente le courant d'ionisation produit à différentes distances de la couche active (ces distances étant comptées entre la couche active et la toile métallique).

On voit que l'ionisation produite par les rayons α augmente d'abord à mesure qu'on s'éloigne de la sub-

stance, qu'elle passe par un maximum et diminue ensuite extrêmement vite jusqu'à zéro ⁽¹⁾.

La distance pour laquelle l'ionisation s'annule mesure le parcours des particules α . On peut remarquer que cette distance est indépendante de l'épaisseur du condensateur AT et que l'obliquité des rayons ne peut la modifier, puisqu'elle correspond nécessairement aux rayons normaux.

Le parcours des particules α dans un gaz déterminé dépend de la substance employée et la caractérise ⁽²⁾.

9. *Variation de vitesse des particules.* — La variation de vitesse que subit la particule α dans son passage à travers la matière n'a été étudiée que pour l'aluminium. Pour cette étude, M. Rutherford ⁽³⁾ a comparé, par la méthode de déviation magnétique, les vitesses des particules α du radium C, qui ont traversé un nombre croissant de feuilles d'aluminium minces, à la vitesse initiale de ces particules.

Il a trouvé que *l'énergie cinétique des particules diminue à peu près proportionnellement à l'épaisseur d'aluminium traversée*, comme si ces particules étaient soumises à une sorte de force de frottement indépendante de leur vitesse.

Quand l'épaisseur d'aluminium devient équivalente au parcours total des rayons α , l'impression photographique cesse; mais à ce moment *les particules possèdent encore une énergie égale aux $\frac{45}{100}$ environ de leur énergie*

⁽¹⁾ A 3^{mm},95, le courant était égal au courant de fuite spontanée (0,03). Ce courant a été retranché de toutes les ordonnées. Les mesures ont été faites par la méthode indiquée plus loin (n° 28); l'électromètre était dans le vide.

⁽²⁾ Voir *Le Radium*, janvier 1909 : Tableau des constantes radio-actives.

⁽³⁾ E. RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, septembre 1906.

cinétique initiale, et cette énergie correspond à une vitesse de l'ordre de 8000^{km} par seconde.

10. *Influence de la nature et de l'état du milieu absorbant.* — Des recherches de MM. Bragg et Kleeman, Mc Clung (¹), Kucera et Masek (²), etc., il résulte que :

1° *Pour un même gaz*, le parcours des rayons α varie en raison inverse de la densité de ce gaz, et les courbes obtenues sont superposables si l'on multiplie les courants par un facteur convenable, et si l'on emploie, pour l'échelle des distances, une unité égale au parcours ;

2° *Pour des gaz de nature différente*, à même pression et à même température, les parcours des particules α sont d'autant plus petits que les poids atomiques des corps qui constituent ces gaz sont plus élevés ;

3° Si l'on interpose sur le trajet des rayons des *écrans très minces*, maintenus à distance fixe de la couche active, on trouve que ces écrans donnent lieu uniquement à une diminution du parcours. Si l'écran est bien homogène, la nouvelle courbe peut se superposer à la première, par simple translation suivant l'axe des abscisses, et cette translation est égale à la diminution du parcours.

On appelle *équivalent en air de l'écran* l'épaisseur d'air qui produirait le même effet que l'écran. Il est mesuré par la diminution du parcours dans l'air.

Si l'on modifie la distance de l'écran à la couche active, on trouve que l'équivalent en air de cet écran varie ; il varie d'autant plus que son poids atomique est plus élevé. M. Taylor (³), qui a étudié cette variation pour un certain nombre de substances, a trouvé que l'équivalent en air

(¹) *Phil. Mag.*, t. XI, 1906, p. 131; *Le Radium*, t. III, 1906, p. 68.

(²) *Phys. Zeitsch.*, 15 septembre et 1^{er} octobre 1906; *Le Radium*, t. IV, 1907, p. 75.

(³) TAYLOR, *Amer. Journ. Science*, t. XXVI, 1908, p. 169; *Amer. Phys. Soc.*, avril 1909 et *Phil. Mag.*, oct. 1909.

diminue à mesure qu'on éloigne l'écran de la couche active pour les corps de poids atomique plus élevé que le poids atomique moyen de l'air, et qu'il augmente, au contraire, si ce poids atomique est plus faible. Ainsi, *par rapport à l'air*, l'or absorbe moins les rayons lents que les rayons rapides; l'hydrogène se comporte d'une manière inverse ⁽¹⁾.

11. D'une manière générale, l'équivalent en air d'un écran donné ne dépend que de sa masse superficielle et de la vitesse des rayons. MM. Bragg et Kleeman ont remarqué que si l'on compare des écrans de différente nature et de même masse superficielle, leur équivalent en air varie à peu près en raison inverse de la racine carrée de leur poids atomique.

Il en résulte que si l'on considère des écrans qui contiennent, par unité de surface, le même nombre d'atomes c'est-à-dire dont les masses superficielles sont proportionnelles aux poids atomiques, leur équivalent en air varie à peu près proportionnellement à la racine carrée de leur poids atomique. Cet équivalent en air mesure alors l'absorption produite, par rapport à l'air, par un même nombre d'atomes.

MM. Bragg et Kleeman furent alors amenés à définir une grandeur qu'ils ont appelée *pouvoir d'arrêt* (*stopping power*) en comparant l'absorption produite par des couches superficielles de la substance et d'air qui contiennent le même nombre d'atomes, l'air étant ici supposé constitué d'atomes de poids atomique 14,4.

Si un écran de masse superficielle m et de poids atomique A possède un équivalent en air ϵ , les $K \frac{m}{A}$ atomes

(1) Dans le cas de l'hydrogène, M. Taylor enfermait ce gaz entre deux membranes de celloïdine qui se comportent très sensiblement comme l'air.

qu'il contient produisent le même effet que $K \frac{a\varepsilon}{14,4}$ atomes d'air fictif (a étant la masse spécifique de l'air), et il en résulte qu'un certain nombre d'atomes de cette substance produisent un effet $\frac{a\varepsilon}{14,4} \frac{A}{m}$ fois plus grand qu'un même nombre d'atomes d'air fictif.

Cette quantité

$$s_a = \frac{a\varepsilon}{m} \frac{A}{14,4}$$

est le pouvoir d'arrêt atomique de la substance.

Dans le cas des gaz, MM. Bragg et Kleeman considèrent le pouvoir d'arrêt moléculaire qui est défini d'une manière analogue, mais son calcul est simplifié par le fait qu'un même volume de différents gaz contient sensiblement le même nombre de molécules. Si le parcours des rayons α dans un gaz donné est P_1 , et s'il est égal P_0 dans l'air, à la même température et à la même pression, le pouvoir d'arrêt moléculaire est

$$s_m = \frac{P_0}{P_1}.$$

L'expérience a montré que, pour les gaz composés, ce pouvoir d'arrêt peut se calculer par la somme des pouvoirs d'arrêt des atomes composants. Si la molécule contient n_1 atomes de pouvoir d'arrêt s_1 , n_2 atomes de pouvoir d'arrêt s_2 . . . , on a

$$s_m = \frac{n_1 s_1 + n_2 s_2 + \dots}{2},$$

le facteur $\frac{1}{2}$ provenant de ce que s_m est rapporté à la molécule d'air fictif qui contient deux atomes.

Le pouvoir d'arrêt est donc, pour une vitesse donnée de la particule, une constante caractéristique de l'atome. Il n'est modifié ni par l'entrée de cet atome dans un groupement moléculaire, ni par la pression, ni par la température (Bragg et Kleeman).

Ce pouvoir d'arrêt dépend, comme nous l'avons vu, de la vitesse de la particule. Il mesure la perte d'énergie que subit la particule lorsqu'elle passe au travers d'un certain nombre d'atomes ⁽¹⁾, la perte d'énergie qu'elle subit en passant à travers un même nombre d'atomes d'air étant prise comme unité. De la variation du pouvoir d'arrêt, il résulte que cette perte d'énergie ne peut être uniforme le long du parcours pour les différents corps, et que la loi de variation de l'énergie trouvée par M. Rutherford n'est qu'une première approximation ou n'est pas générale.

Bien que la perte d'énergie soit, en gros, répartie à peu près uniformément le long du parcours de la particule, l'ionisation est cependant plus grande vers la fin du parcours qu'au début; le nombre d'ions produits par unité de longueur augmente à mesure que la vitesse de la particule diminue. Nous allons voir qu'il n'augmente pas de la même manière dans tous les gaz.

12. L'ionisation produite dans les différents gaz par les particules α . — On peut comparer l'ionisation totale produite dans les différents gaz en comparant les courbes d'ionisation. M. Bragg a employé une méthode expérimentale plus simple, mais moins certaine, en comparant l'ionisation produite par des particules de même vitesse. Cette méthode convient bien dans le cas de gaz dont les atomes composants ont des poids atomiques voisins parce que les courbes d'ionisation sont à peu près semblables, mais elle ne s'applique plus si les poids atomiques sont différents.

En particulier, dans l'hydrogène, la courbe d'ionisation est différente de la courbe obtenue dans l'air, comme le montrent les courbes de la figure 3 (Taylor). La courbe

(1) Il ne s'agit pas ici du nombre d'atomes effectivement rencontrés par la particule. Ce nombre dépend du diamètre des atomes.

dans l'air a été tracée pour une pression telle que les rayons α aient le même parcours que dans l'hydrogène; ces deux courbes sont donc directement comparables.

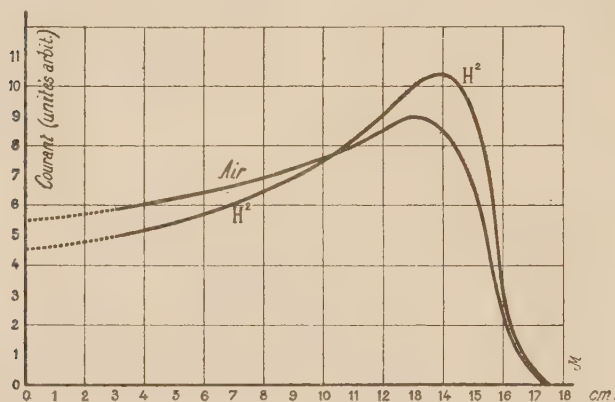


Fig. 3. — Courbe d'ionisation des particules α du polonium dans l'hydrogène sous la pression normale et dans l'air à 17^{cm} de mercure (Taylor).

TABLEAU I.

	Pouvoir d'arrêt.	Ionisation totale.
Air.....	1	1
Pentane.....	3,59	1,35
Sulfure de carbone.....	2,18	1,37
Éther.....	3,40	1,31
Chloroforme.....	3,12	1,29
Chlorure d'éthyle.....	2,36	1,30
Tétrachlorure de carbone..	4,02	1,31
Iodure d'éthyle.....	3,13	1,28
Iodure de méthyle.....	2,58	1,33
Benzène.....	3,37	1,29
Acétylène.....	1,11	1,26
Éthylène.....	1,35	1,28
Acide carbonique...	1,47	1,08
Oxygène.....	1,055	1,09
Hydrogène.....	0,243	1,00

L'ionisation totale produite par les particules le long de leur parcours est donnée par la surface des courbes d'ionisation. On peut, d'ailleurs, la mesurer directement (Rutherford, Strutt, Soddy). Le Tableau I donne les valeurs de l'ionisation totale produite dans différents gaz par rapport à l'air, en même temps que le pouvoir d'arrêt moléculaire de ces gaz.

On voit que l'ionisation produite varie relativement peu alors que le pouvoir d'arrêt (inversement proportionnel au parcours) varie dans d'assez grandes limites.

13. Quelques expériences ont été faites pour mesurer en valeur absolue le nombre d'ions produits par une seule particule α le long de son parcours dans l'air. M. Rutherford ⁽¹⁾ a mesuré le rapport du courant transporté par les ions produits dans ce gaz par les particules α du radium, au courant transporté par les particules elles-mêmes. Cette méthode a fourni 86000, et comme la charge de la particule est double de celle de l'ion, il en résulte que chaque particule produit environ $1,7 \cdot 10^5$ ions le long de son parcours.

M. Geiger ⁽²⁾ a repris cette détermination en mesurant le courant produit, à différentes distances de la couche active, par un nombre de particules α déterminé par numération (n° 3).

Malheureusement, dans la plupart de ses expériences, le condensateur de mesure, fermé par une lame de mica, contenait de l'*hydrogène*, et de l'*air* était interposé entre la couche active et le condensateur. L'auteur a obtenu une courbe qui représente l'ionisation produite dans l'*hydrogène* par des particules qui ont effectué un certain trajet dans l'air.

⁽¹⁾ RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. X, 1905, p. 206.

⁽²⁾ H. GEIGER, *Phil. Trans.*, 1909, et *Le Radium*, t. VI, 1909, p. 196.

Les abscisses correspondant à l'air et les ordonnées à l'hydrogène, la courbe ne peut guère être utilisée ⁽¹⁾. Toutefois, l'ionisation totale est assez peu différente dans l'air et dans l'hydrogène, et il est possible que l'erreur sur l'ionisation totale ne soit pas très grande.

M. Geiger donne, comme nombre d'ions produits au total par la particule α du radium C,

$$2,37 \cdot 10^5,$$

en prenant $4,65 \cdot 10^{-10}$ U.E.S. pour la charge atomique,

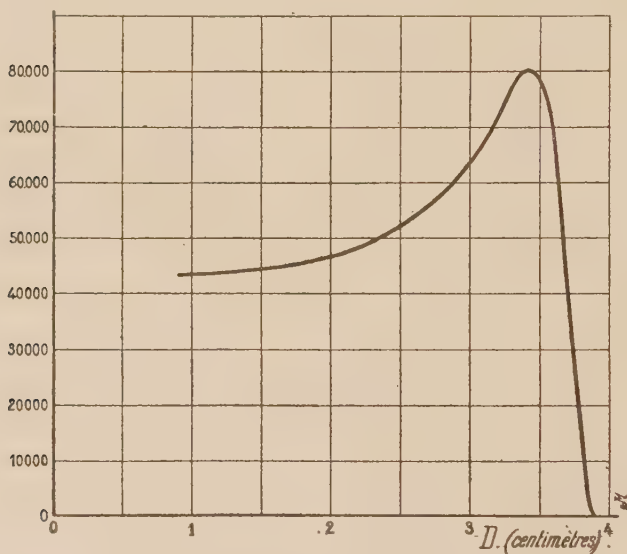


Fig. 4. — Densité linéaire moyenne de l'ionisation produite par les particules α du polonium (nombre d'ions par centimètre) en fonction de la distance D à la lame active.

ce qui donnerait, pour le nombre d'ions produits par la particule α du radium, la valeur $1,53 \cdot 10^5$ ions, plus faible

⁽¹⁾ Elle permettrait cependant, par comparaison avec une courbe obtenue dans l'air, de comparer les ionisations, produites dans l'hydrogène et dans l'air par des particules de même vitesse.

que celle de M. Rutherford (¹). Si l'on admet, pour la charge d'un ion, $4,1 \cdot 10^{-10}$, on trouve $1,77 \cdot 10^5$.

Adoptant provisoirement $1,8 \cdot 10^5$ pour le nombre d'ions produits par les rayons α du radium, j'ai calculé d'après la courbe de la figure 2 [corrigée, comme on le verra plus loin (n° 15)], pour tenir compte de ce que le condensateur de mesure n'est pas infiniment mince] le nombre d'ions produits par centimètre (densité linéaire de l'ionisation) par les rayons α du polonium en différents points de leur parcours. Les résultats sont donnés par la courbe de la figure 4, qui doit être considérée comme ne donnant qu'un ordre de grandeur de la densité linéaire des ions. Il est possible que l'échelle des ordonnées soit modifiée par des mesures ultérieures.

II.

Remarques sur la fin du parcours.

14. Nous avons vu que tous les effets de la particule α cessent de se manifester très sensiblement en même temps quand la particule a effectué un parcours déterminé à travers la matière. Mais ces effets ne cessent pas d'une manière absolument brusque, ils diminuent graduellement, beaucoup plus vite d'ailleurs que l'énergie des particules qui ne semble pas s'annuler complètement.

L'opinion la plus générale est que ces différents effets cessent en réalité brusquement, leur diminution graduelle provenant de ce que toutes les particules ne possèdent pas la même vitesse initiale et n'ont pas toutes même parcours. En particulier, M. Bragg admet que l'ionisation produite par *une* particule augmente jusqu'à la fin de son parcours et il fait intervenir l'épaisseur de la couche active.

(¹) Cette dernière valeur serait trop faible d'après M. Geiger parce que M. Rutherford n'aurait pu obtenir le courant de saturation. Je ferai remarquer qu'il n'y a pas lieu de lui faire subir de correction comme le fait M. Geiger dans son Mémoire.

Il semble alors qu'on devrait observer, vers la fin du parcours, une diminution graduelle du nombre de scintillations; je ne crois pas que cette expérience ait été faite.

Un fait paraît cependant confirmer cette manière de voir : nous verrons plus loin (n° 24) que les propriétés de l'ionisation produite par les rayons α ne sont pas les mêmes, pour une même valeur de l'ionisation, avant ou après le maximum et qu'il semble en résulter que le nombre d'ions produits par chaque particule augmente effectivement jusqu'à la fin du parcours.

Différentes causes peuvent agir pour donner lieu à un abaissement de la courbe vers la fin du parcours; nous allons les examiner successivement.

15. Tout d'abord, la méthode employée pour tracer la courbe d'ionisation doit conduire à une diminution graduelle du courant mesuré. Il est en effet, impossible d'employer un condensateur infiniment mince et les rayons sur lesquels on opère ne sont pas tous normaux à la lame; en majorité ces rayons sont obliques, comme nous allons le voir tout à l'heure.

En ce qui concerne l'épaisseur du condensateur, il est facile de faire subir à la courbe une correction en examinant comment varie cette courbe avec l'épaisseur et en extrapolant pour une épaisseur nulle. Le calcul peut s'effectuer facilement à l'aide d'une seule expérience ⁽¹⁾. En effet, si l'on a tracé la courbe correspondant à une épaisseur de 1^{mm} , on pourra en déduire la courbe qu'on obtiendrait avec une épaisseur de 2^{mm} . Pour une distance égale à D millimètres, le courant qu'on mesurerait dans le deuxième cas serait la somme du courant qu'on mesu-

(1) On pourrait tracer les différentes courbes en faisant varier l'épaisseur du condensateur mais, à cause de la toile métallique, l'épaisseur effective est assez mal connue.

rait dans le premier cas pour cette même distance et du courant qu'on mesurait en éloignant de 1^{mm} le condensateur; autrement dit, le courant correspondant à une épaisseur de 2^{mm} sera la somme des ordonnées de la courbe correspondant aux abscisses D et $D + 1$. Le courant que l'on mesurerait pour une épaisseur de 3^{mm} sera la somme des trois ordonnées correspondant à D , $D + 1$, $D + 2$ et ainsi de suite. L'intensité des courants ainsi obtenus divisée par l'épaisseur correspondante donnera la densité de l'ionisation produite par les particules α . Il est donc facile de calculer d'après la courbe obtenue avec un condensateur de 1^{mm} d'épaisseur, les courbes que l'on obtiendrait avec des condensateurs de 2^{mm} , 3^{mm} , 4^{mm} , etc.

La courbe de la figure 2 est une courbe d'ionisation que j'ai tracée, pour les rayons du polonium à l'aide d'un dispositif analogue à celui de M. Bragg. Le condensateur était construit de manière à pouvoir faire varier à volonté son épaisseur; l'épaisseur était réglée à 1^{mm} . La toile métallique avait 5 mailles au millimètre, le fil ayant un diamètre de $0^{\text{mm}},1$. Le champ était amplement suffisant pour assurer la saturation (4400 volts: cm).

Pour connaître la distance de la lame recouverte de polonium aussi exactement que possible, ce condensateur était monté sur la plate-forme d'une machine à diviser et la lame de polonium était disposée parallèlement sur le chariot. Cette lame était appliquée derrière un bloc de laiton de 9^{mm} d'épaisseur, percé de trous de $1^{\text{mm}},8$ de diamètre. Ce bloc était relié au sol et la toile métallique était chargée par l'intermédiaire d'un voltmètre. Au contact électrique du bloc et de la toile métallique, la lame était à $9^{\text{mm}},1$ du milieu de la toile métallique⁽¹⁾. Pour

(1) J'ai supprimé dans cet appareil la toile métallique t de l'appareil de M. Bragg. Le champ qui existait entre le bloc de laiton et la toile métallique était suffisant pour empêcher les ions produits à l'extérieur de pénétrer par diffusion à travers les mailles.

éviter l'influence du temps perdu de la vis, je lisais la division du tambour pour laquelle le contact électrique était rompu et je tournais la vis toujours dans le même sens.

La courbe obtenue à l'aide de ce dispositif est reproduite en 1 (*fig. 5*). Les autres courbes ont été calculées

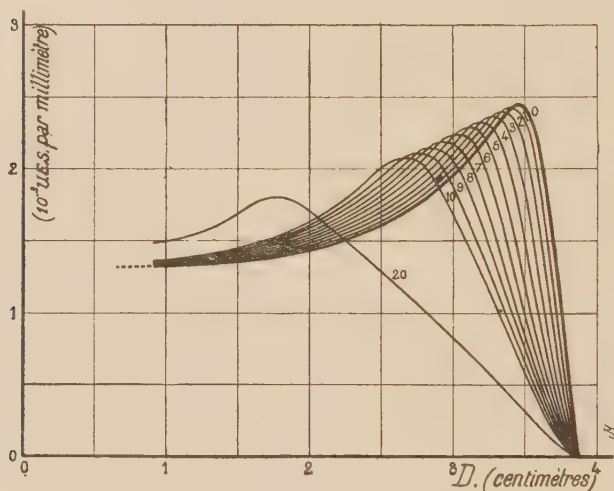


Fig. 5. — Variations de la forme de la courbe d'ionisation en fonction de l'épaisseur de la chambre d'ionisation. — Courbes calculées pour différentes épaisseurs (indiquées en millimètres) à partir de la courbe expérimentale 1.

comme il est dit plus haut et correspondent à l'épaisseur qui est indiquée à côté. On voit que la courbe se déforme et que le maximum s'éloigne de la fin du parcours à mesure que l'épaisseur du condensateur augmente. L'extrapolation est facile ⁽¹⁾ : la courbe marquée 0 correspond à une épaisseur nulle et donne la densité de l'ionisation produite en chaque point par le faisceau de rayons α .

(¹) On trace les courbes des courants, correspondant à une même valeur de D , en fonction de l'épaisseur et on les prolonge jusqu'à l'axe des ordonnées.

16. Pour examiner l'influence de l'inclinaison des trajectoires, j'ai calculé comment les particules qui sortent des tubes canaliseurs sont réparties entre les différentes inclinaisons que peut prendre leur trajectoire par rapport à la normale. Ce calcul s'effectue simplement dans le cas actuel où les tubes sont des cylindres à base circulaire ; j'en indiquerai la marche à propos de la recombinaison initiale où le système canalisant était un peu plus compliqué (n° 31). La courbe de la figure 6 en donne le résultat pour le système canalisateur dont les dimensions sont indiquées ci-dessus. Il intervient seulement le rapport de la longueur des tubes à leur diamètre, rapport qui est d'autant plus grand que les rayons sont mieux canalisés,

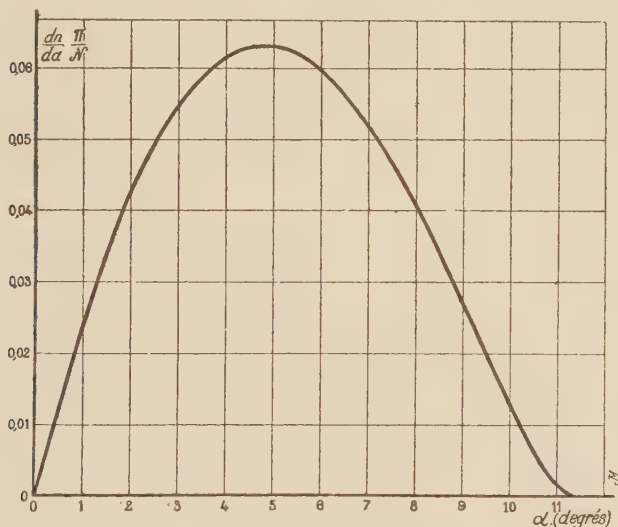


Fig. 6. — Répartition des particules α en fonction de l'angle que fait leur trajectoire avec l'axe des tubes canaliseurs (rapport de canalisation = 5, tubes à base circulaire).

et qu'on peut appeler *rapport de canalisation*. Dans le cas présent, ce rapport est égal à 5.

Les ordonnées de cette courbe sont proportionnelles au

nombre des particules qui sortent, par unité d'angle, en faisant un angle α avec la normale. On voit qu'il ne sort à proprement parler aucune particule dans une direction parfaitement normale et que la majorité d'entre elles font avec la normale un angle voisin de 5° . Pour une distance D de la lame au condensateur, les rayons qui sortent suivant une direction α effectuent un chemin réel $\frac{D}{\cos \alpha}$

ou sensiblement $\frac{D}{1 - \frac{\alpha^2}{2}}$ ou encore $D \left(1 + \frac{\alpha^2}{2} \right)$; pour $\alpha = 6^\circ$,

soit 0,1 radian, la différence des chemins serait de 0,5 pour 100, soit $0^{\text{mm}}, 2$ pour les $3^{\text{cm}}, 87$ du parcours; pour la limite, $\alpha = 11,3^\circ$, soit 0,19 radian, elle serait de 1,8 pour 100 soit $0^{\text{mm}}, 7$.

On peut donc prévoir d'après cela un étalement total de $0^{\text{mm}}, 7$ au maximum vers la fin du parcours.

Nous sommes encore loin de compte, puisque, pour la courbe 0 (*fig.* 5), le maximum se produit $4^{\text{mm}}, 2$ avant la fin du parcours.

17. L'épaisseur de la couche active que fait intervenir M. Bragg ne semble pas non plus pouvoir donner un déplacement suffisant, puisque même pour le radium C qui se dépose en couche invisible, le maximum se trouve toujours au moins 5^{mm} avant la fin du parcours, pour des condensateurs dont l'épaisseur est de l'ordre de 2^{mm} . Pour le polonium, la lame d'argent sur laquelle on dépose cette substance, présente une légère teinte jaune mais le maximum se produit à la même distance de la fin du parcours (1). Il semble que si l'épaisseur de la couche avait beaucoup d'importance, la position du maximum devrait varier avec la lame active; pour le radium C, la quantité

(1) Ceci n'est exact que pour les couches excessivement minces. Quand la couche devient nettement visible, un déplacement appréciable commence à se produire.

de matière déposée ne paraît pas avoir d'influence. M^{lle} Blanquies ⁽¹⁾ a trouvé d'ailleurs qu'on peut superposer les courbes d'ionisation du polonium et du radium C si l'on s'arrange pour que les points de l'abscisse correspondant à la fin du parcours coïncident et si l'on réduit convenablement les échelles des courants.

18. Il semble nécessaire de faire intervenir d'autres causes. D'abord, il n'est pas prouvé que les particules émises par une substance pure possèdent toutes rigoureusement la même vitesse; l'écart de vitesse qui suffirait pour expliquer la forme de la partie finale de la courbe serait assez difficile à mettre en évidence par la méthode de déviation magnétique à cause des variations du champ. Il est très possible que l'éclatement de l'atome radio-actif se produise pour toute une série de configurations intérieures voisines d'une configuration moyenne et que la vitesse des particules se répartisse autour d'une vitesse moyenne.

Il est également possible que la vitesse critique pour laquelle les particules cessent de se manifester par leurs actions diverses ne soit pas exactement la même pour toutes; nous reviendrons tout à l'heure sur ce point (n° 19).

Au fond, les hypothèses possibles ne manquent pas; elles sont également probables, mais il serait intéressant de déterminer l'ordre de grandeur de l'effet auquel elles pourraient conduire.

19. *L'arrêt de la particule.* — Quoi qu'il en soit, toutes les propriétés des particules α prises en groupe semblent diminuer beaucoup plus vite que leur énergie,

(1) M^{lle} BLANQUIES, *Comptes rendus*, t. CXLVIII, 1909, p. 1763, et *Le Radium*, 1909, p. 230.

lorsqu'elles arrivent à la fin de leur parcours. Un changement rapide de ces propriétés intervient pour l'interprétation duquel on peut invoquer deux hypothèses.

Le professeur Thomson et M. Rutherford ont supposé que tous les effets de la particule α sont dus à sa propriété ionisante qui serait elle-même liée à sa charge. Cette propriété disparaîtrait dès que la vitesse de la particule serait devenue assez faible pour qu'elle puisse perdre sa charge par recombinaison avec les ions négatifs qu'elle produit. L'atome d'hélium continuerait à se mouvoir à travers la matière sans qu'il soit possible de le déceler par les procédés habituels. Cependant, on connaît des atomes chargés qui se meuvent avec des vitesses bien inférieures à la vitesse critique des particules α , dans les gaz raréfiés, et qui, s'ils perdent leur charge, semblent pouvoir en acquérir une nouvelle par leurs chocs contre les molécules neutres du gaz ⁽¹⁾.

Ce qui semble étrange, au premier abord, c'est qu'un atome d'hélium, même chargé, puisse se déplacer presque en ligne droite à travers des molécules d'air de masse environ quatre fois plus grande, sur une distance de plusieurs centimètres, alors que les molécules d'air elles-mêmes ou les atomes du gaz hélium se comportent à peu près comme des billes élastiques, incapables de se traverser, qui ne peuvent se déplacer entre deux chocs consécutifs contre les molécules ou les atomes voisins que d'un dix-millième de millimètre en moyenne.

La vitesse de ces molécules est, il est vrai, beaucoup plus faible (de l'ordre de quelques centaines de mètres par seconde), mais les lois du choc restent les mêmes et, si elles continuaient à s'appliquer, les particules α devraient perdre leur vitesse extrêmement vite, puisqu'elles la par-

(¹) WIEN, *Phys. Zeits.*, t. IX, 1908, p. 765; *Ann. der Phys.*, t. XXVII, 1908, p. 1025.

tageraient à chaque choc avec les molécules rencontrées, suivant la loi des masses.

La loi de variation de la viscosité avec la température a conduit Maxwell à envisager les molécules comme des centres qui se repoussent en raison inverse d'une certaine puissance de leur distance et il a adopté la puissance 5 qui permettait d'achever les calculs. En adoptant cette hypothèse de Maxwell, le professeur Thomson ⁽¹⁾ calcule que les particules α , se comportant comme des molécules ordinaires, ne pourraient avoir un parcours supérieur au centième de leur parcours réel. Pour que le parcours soit de même ordre que le parcours trouvé expérimentalement, il faudrait remplacer la cinquième puissance par une puissance comprise entre 3 et 4 alors que, pour les vitesses ordinaires, la variation de la viscosité avec la température conduirait à adopter une puissance supérieure à 5.

Autrement dit, les atomes qui se comportent comme des systèmes à peu près rigides et impénétrables, quand la vitesse est petite, le sont beaucoup moins quand la vitesse du choc est assez grande.

De plus, il me semble évident que les chocs ordinaires avec réflexion conduiraient à une dispersion considérable des particules, surtout dans les gaz à grosses molécules. L'absence de dispersion jointe à ce qui précède nous oblige à admettre que les particules α *traversent effectivement les atomes qu'elles rencontrent*.

Je pense qu'il existe une vitesse critique pour laquelle la particule α possède assez d'énergie pour traverser les molécules et au-dessous de laquelle, cette énergie devenant insuffisante pour vaincre les forces auxquelles elle est soumise de la part de l'atome, elle se comporte comme un atome du gaz hélium à température élevée et rebondit sur les molécules qu'elle rencontre en parcourant une

(¹) J.-J. THOMSON, *Conduction of Electricity through gases*, p. 372.

ligne brisée compliquée. Cette hypothèse est d'autant plus vraisemblable qu'on rencontre, dans les rayons positifs des tubes à gaz raréfiés, des atomes ou des molécules chargés qui se meuvent avec des vitesses de l'ordre de 2000^{km} par seconde, dont certains possèdent la même charge spécifique que les particules α ⁽¹⁾ et qui sont fortement dispersés par leurs chocs contre les molécules du gaz. Cette dispersion qui s'observe facilement dans les tubes à gaz raréfiés serait impossible à mettre en évidence pour les rayons α dans un gaz à la pression atmosphérique et l'expérience semble très délicate à réaliser dans un gaz à pression réduite.

Actuellement, il est difficile de se faire quelque idée du mécanisme du passage de la particule à travers l'atome. On ne sait encore presque rien de l'atome, sinon qu'il contient des électrons probablement en mouvement; mais on en ignore encore le nombre exact. D'après les évaluations du professeur Thomson ⁽²⁾, ce nombre serait de l'ordre du poids atomique. Pour qu'il soit neutre, il faut aussi admettre dans l'atome des charges positives sur la nature desquelles on ne sait rien.

On peut cependant admettre que, lors de la traversée de l'atome, l'énergie cinétique de la particule diminue d'abord, alors que son énergie potentielle augmente, puis que l'inverse a lieu, la particule retrouvant en partie son énergie cinétique à la sortie. Lorsque l'énergie de la particule atteindra une certaine valeur (un peu plus petite que l'énergie potentielle qu'elle possède lorsqu'elle est à l'intérieur de l'atome), sa vitesse s'annulera, elle ne pourra plus traverser et tout se passera comme si elle était réfléchie. La loi des chocs commencera alors à s'appli-

⁽¹⁾ J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, t. XIII, 1907, p. 561; t. XIV, 1907, p. 359; t. XVI, 1908, p. 657 et *Le Radium*, t. IV, 1907, p. 239.

⁽²⁾ J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, t. XI, 1906, p. 769.

quer, et, l'énergie cinétique de la particule, se partageant entre cette particule et les molécules rencontrées, diminuera extrêmement vite.

Il est très probable que l'énergie potentielle maxima dépend de la manière dont s'effectue la rencontre. Il est possible que cette énergie soit plus petite quand la particule ne traverse qu'une partie de l'atome que lorsqu'elle passe par son centre. Si l'on admet que les atomes sont sphériques, les rencontres qui s'effectuent sous un angle de 45° sont les plus probables et il est vraisemblable qu'on doit s'attendre à ce que la vitesse critique soit différente pour les différentes particules et que leur parcours total dépende de la manière dont s'effectuent les dernières rencontres.

Il est également vraisemblable que la vitesse critique doit dépendre de la nature des atomes rencontrés; mais ceci est encore à vérifier.

20. Étant donné le petit nombre d'électrons que contient l'atome, ces électrons sont, par rapport à leur diamètre, aussi loin les uns des autres que les planètes d'un système solaire et l'atome nous apparaît comme pouvant être suffisamment vide pour se laisser traverser.

Mais on peut se demander si cette traversée mutuelle de deux atomes ne peut compromettre la stabilité de l'édifice atomique par suite de la perturbation apportée dans les forces intérieures qui en assurent l'équilibre et s'il ne peut en résulter une explosion avec production de nouveaux atomes plus simples.

De telles transmutations qu'on pourrait ainsi provoquer à volonté avaient été signalées par MM. Ramsay et Cameron, mais elles n'ont pas été confirmées par la suite ⁽¹⁾. D'un autre côté, l'air traversé par les particules α est luminescent et cette luminescence examinée au spectro-

(¹) M^{me} CURIE et M^{ll}^e GLEDITSCH, *Le Radium*, t. V, 1908, p. 225.

scope donne les bandes caractéristiques de l'azote (Sir et Lady Huggins, Walter et Pohl, Himstedt et Meyer, Stark). Si l'atome d'azote était disloqué en plusieurs autres, il semble que ce spectre de l'azote ne devrait pas se manifester.

A part quelques transformations d'ordre purement moléculaire qui ne mettent en jeu qu'une énergie relativement très faible et qu'on sait produire à volonté, l'hélium est le seul corps dont on puisse affirmer la production ⁽¹⁾ et nous savons que cette production d'hélium est liée à l'émission des particules α .

L'édifice atomique nous apparaît donc comme remarquablement stable, puisque le passage de la particule α à travers l'atome n'a pour effet que d'y produire un trouble momentané suivi d'un retour à l'état d'équilibre, avec émission de lumière, qui s'accompagne quelquefois de l'émission d'un corpuscule (ou peut-être de deux), l'atome résiduel chargé positivement et ce corpuscule donnant ensuite naissance à deux ions.

21. Lors de la traversée de l'atome, la particule α doit probablement, comme nous l'avons vu, se ralentir, son énergie cinétique se transformant en énergie potentielle qui rend ensuite à la particule une partie seulement de l'énergie cinétique qu'elle possédait à l'entrée.

Le déchet qui augmente l'énergie d'agitation et l'énergie intérieure de l'atome est ensuite rendu à l'extérieur sous forme de chaleur, d'une émission de lumière et d'une production d'ions. Par suite de la recombinaison de ces ions il y a finalement un dégagement de chaleur tout le long de la trajectoire de la particule et M. W. Duane ⁽²⁾ a pu le mettre en évidence à l'aide d'un dispositif d'une sensibilité extrême.

⁽¹⁾ RUTHERFORD et ROYDS, *Phil. Mag.*, t. XVI, 1908, p. 812.

⁽²⁾ W. DUANE, *Comptes rendus*, t. CXLVIII, 1909, p. 1448 et 1665.

Il est facile d'évaluer l'ordre de grandeur de l'énergie que perd en moyenne la particule lorsqu'elle traverse un atome. Le nombre d'atomes effectivement rencontrés doit être considérable ; si ce nombre était petit, on devrait s'attendre à le voir osciller suivant la loi des probabilités autour d'une valeur moyenne et il en résulterait une dispersion entre les différentes vitesses des particules, dispersion qui serait, en valeur relative, d'autant plus grande que le nombre d'atomes rencontrés serait plus petit, c'est-à-dire que le pouvoir d'arrêt de ces atomes serait plus grand. L'interposition d'une feuille d'argent devrait modifier la forme de la courbe d'ionisation et l'on sait qu'il n'en est rien. Pour évaluer le nombre d'atomes rencontrés, nous admettrons que les atomes ont un diamètre égal à celui qu'on déduit de la théorie cinétique pour les températures ordinaires.

Le chemin moyen de libre parcours d'une molécule d'air est d'environ 10^{-5} cm. Comme les molécules d'air sont pratiquement au repos par rapport à la particule α , le libre parcours de cette particule est tout d'abord $\sqrt{2}$ fois plus grand et comme, d'autre part, l'atome d'hélium est plus petit que la molécule d'air, nous pouvons admettre que le libre parcours de la particule α est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5}$ cm. Le nombre de molécules qu'elle rencontre par centimètre sera $0,5 \cdot 10^5$ et le nombre d'atomes d'air fictif rencontré sera de même ordre puisque ces atomes sont plus petits que la molécule. Si chaque atome rencontré était ionisé, la particule α produirait, par centimètre, 50000 ions. Or, à la fin de son parcours, la particule α en produit environ 80000 (*fig. 4*, n° 13); ces deux nombres sont bien du même ordre de grandeur, aux incertitudes près des évaluations qui précèdent.

Quand la particule α traverse 7^{cm} d'air (radium C), elle perd environ les $\frac{85}{100}$ de son énergie et tout calcul fait, la

perte d'énergie est égale à environ

$$9,7 \cdot 10^{-6} \text{ erg.}$$

Cette perte d'énergie étant à peu près uniforme le long du parcours, il s'ensuit que, par atome, la particule α perd environ

$$\frac{9,7 \cdot 10^{-6}}{3,5 \cdot 10^5} = 2,8 \cdot 10^{-11} \text{ erg.}$$

De ses recherches sur l'ionisation par chocs, M. Townsend, (1) déduit que l'énergie nécessaire pour ioniser une molécule d'air par choc d'un corpuscule négatif correspond à peu près à l'énergie que communique à ce corpuscule une différence de potentiel de 5 volts, soit

$$\frac{4,1 \times 5}{300} 10^{-10} = 6 \cdot 10^{-12} \text{ erg.}$$

Pour l'ion positif dans l'air, la différence de potentiel nécessaire serait de 70 volts, ce qui correspondrait à

$$\frac{4,1 \times 70}{300} 10^{-10} = 10^{-10} \text{ erg.}$$

Pour l'hydrogène, on trouve $3 \cdot 10^{-11}$ à $4 \cdot 10^{-11}$ erg.

L'énergie perdue par la particule α correspondrait donc bien à l'énergie nécessaire pour produire deux ions; mais l'évaluation de M. Townsend doit être un peu grande, car toute l'énergie que possède l'ion au moment du choc contre les molécules ne doit pas être utilisée pour produire l'ionisation; il doit y avoir accélération des molécules rencontrées et dégagement de chaleur.

Cependant, l'énergie perdue par la particule α ne semble liée que d'une manière assez lointaine à l'ionisation qu'elle produit, puisque l'ionisation est aussi fonction de la vitesse.

(1) Voir *Ions, Électrons, Corpuscules*, p. 897 et 999.

On peut se demander quelle serait, par rapport à l'énergie d'agitation du gaz, l'énergie cinétique que possèderaient les molécules, si toute l'énergie dépensée par la particule α servait uniquement à accroître leur énergie cinétique. L'énergie cinétique moyenne des molécules d'un gaz à la température ordinaire est de l'ordre de $4,85 \cdot 10^{-14}$ erg ⁽¹⁾. La molécule subirait un accroissement d'énergie environ 600 fois plus grand et elle posséderait l'énergie cinétique d'un gaz à 160 000°. Mais sa vitesse serait seulement 25 fois plus grande que celle des autres molécules et elle serait vraisemblablement arrêtée au bout d'un très petit nombre de chocs.

Comme cette évaluation est trop grande puisqu'il se produit d'autres phénomènes qui nécessitent une énergie du même ordre, on peut en conclure qu'il est extrêmement probable que la molécule ionisée ne s'écarte pas beaucoup initialement de la trajectoire de la particule. D'après ce que nous savons du rayonnement secondaire des rayons α , il est vraisemblable que les corpuscules perdus par les molécules n'iront pas bien loin non plus et que la particule α , dont la vitesse est 10 000 fois plus grande que celle des molécules, laisse derrière elle une *colonne d'ions* dont le diamètre est peut-être de l'ordre de dix fois le chemin moyen de libre parcours des molécules.

Nous allons voir qu'il en est bien ainsi en étudiant les caractères particuliers que présente la recombinaison de ces ions.

III.

Caractères de l'ionisation produite par les rayons α . La recombinaison initiale.

22. Les ions produits dans les gaz par les rayons α possèdent les mêmes propriétés générales que les ions pro-

(1) J. PERRIN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XVIII, 1909, p. 5.

duits dans les mêmes gaz par d'autres agents ionisants. Ils ont la même charge ⁽¹⁾ et la même mobilité ⁽²⁾.

Toutefois, le courant de saturation est beaucoup plus difficile à obtenir si le gaz est ionisé par les rayons α que s'il est soumis à l'action des rayons pénétrants : la recombinaison des ions semble s'effectuer d'une manière beaucoup plus intense dans le premier cas que dans le second ⁽³⁾.

On sait depuis longtemps que lorsqu'on mesure l'activité d'une substance radioactive par la méthode ordinaire, en plaçant cette substance sur l'un des plateaux d'un condensateur, il faut employer plusieurs centaines de volts pour que le courant approche de la saturation, tandis que dans le cas des rayons X, quelques dizaines de volts suffiraient pour arriver au même résultat. La différence s'accroît beaucoup si l'on mesure l'ionisation à l'aide d'un appareil de Bragg où il faut atteindre un champ beaucoup plus considérable.

On peut le voir sur les courbes de la figure 7 qui correspondent l'une (I) aux rayons α , l'autre (II) à des rayons pénétrants β et γ , dans l'acide carbonique. Ces courbes ont été tracées à l'aide d'un appareil analogue à l'appareil

(1) C.-E. HASELFOOT, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXII, 1909, p. 18; voir *Le Radium*, 1909, p. 146.

(2) M^{me} CURIE, Expérience faite au cours (Méthode de Zeleny).

(3) Certains physiciens ont cherché à déterminer le coefficient de recombinaison des ions produits par les rayons α à l'aide des méthodes dans lesquelles on étudie soit la partie finale de la courbe de saturation (Riecke), soit l'établissement du régime permanent d'ionisation en l'absence de champ électrique. La première méthode a fourni à M. Retschinsky une valeur voisine de 4000 et pouvant aller jusqu'à plus de 8000; par la deuxième méthode, M. Heis trouve pour le bromure de radium 4240 et pour l'oxyde d'uranium qui devait donner une ionisation beaucoup plus faible 12100 (*Phys. Zeits*, t. IX, 1908, p. 621). MM. Bragg et Kleeman ont trouvé 2.10^3 en appliquant la formule de Riecke. La valeur que fournissent ces méthodes pour le coefficient de recombinaison semble augmenter quand l'intensité de l'ionisation diminue. Pour les rayons X, on trouve 3400.

de Bragg et qui sera décrit plus loin. Le courant de saturation était sensiblement le même dans les deux cas; pour faciliter la comparaison, j'ai porté les valeurs du rapport du courant i au courant de saturation I en fonction du champ. On voit que ces deux courbes sont entièrement différentes; la courbe II qui correspond aux rayons pénétrants se sature beaucoup plus vite que celle qui cor-

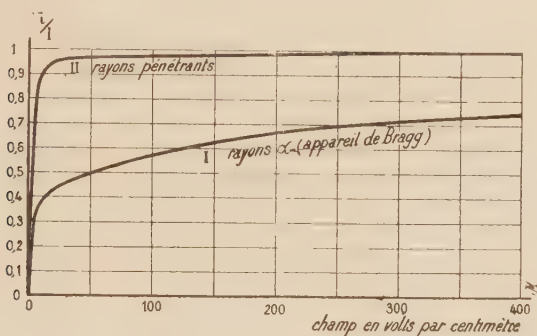


Fig. 7.

respond aux rayons α . Cette dernière ne se sature que pour un champ supérieur à 5000 volts par centimètre. (Voir fig. 25, n° 32.)

MM. Bragg et Kleeman, qui ont attiré l'attention sur ce fait, ont montré que la courbe de saturation (courant en fonction de la différence de potentiel) présente des caractères tout à fait spéciaux qui sont complètement différents de ceux qu'on observe dans le cas des rayons X.

Dans les cas où l'on peut admettre que l'ionisation se produit uniformément dans un gaz compris entre deux plateaux parallèles, il est possible de prévoir comment les courbes de saturation doivent dépendre de la distance a des plateaux et de la quantité totale d'électricité q produite dans le gaz par centimètre cube et par seconde.

M. Langevin ⁽¹⁾ a montré que, dans un gaz donné, à température et à pression constantes, les courbes de saturation obtenues pour différentes distances a des plateaux et pour différentes valeurs de q , doivent être toutes identiques, si l'on porte en ordonnées le rapport $\frac{i}{I}$, du courant mesuré pour une différence de potentiel V au courant de saturation, et en abscisses, les valeurs de $\frac{V}{a^2\sqrt{q}}$, ou encore les valeurs de $\frac{h}{a\sqrt{q}}$, h étant l'intensité du champ électrique correspondant à la différence de potentiel V .

Cette relation entre les différentes courbes qui se vérifie assez bien dans le cas des rayons pénétrants, quand on s'arrange pour que le rayonnement secondaire des électrodes soit aussi faible que possible, se trouve complètement en défaut dans le cas des rayons α .

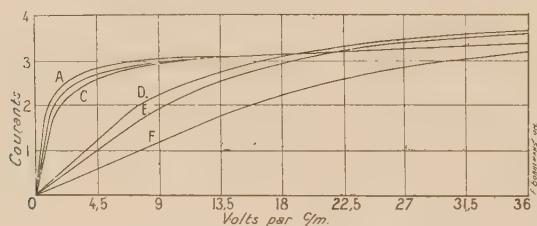


Fig. 8.

Les courbes de la figure 8 ont été obtenues, pour les rayons α , les unes D, E, F, par M. Retschinsky ⁽²⁾, avec des courants relativement intenses, les autres A, B, C, par

⁽¹⁾ P. LANGEVIN, Cours du Collège de France, 1904.

M. Langevin a pu calculer la forme de ces courbes pour différentes valeurs du rapport $\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}$ dans le cas où $k_1 = k_2$ (α coefficient de recombinaison; k_1 et k_2 , mobilités).

⁽²⁾ RETSCHINSKY, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 518.

M. Retschinsky employait un condensateur à anneau de garde sur l'un des plateaux duquel il avait étendu du bromure de radium.

MM. Bragg et Kleeman (¹) pour des courants 100 à 1000 fois plus petits. Dans le premier cas, les plateaux étaient distants de 3 (D), 5 (E) et 10 (F) millimètres et l'on opérait sur la totalité des rayons ; dans le deuxième cas, on opérait avec l'appareil de Bragg mais sans tubes canalisateurs et le faisceau avait une ouverture d'environ 20°, l'épaisseur du condensateur étant de 3 (A), 6 (B) et 9 (C) millimètres.

On voit que, pour les courants intenses, la courbe tracée en fonction du champ est d'autant plus basse que la distance a est plus grande, et que, pour les courants faibles, les trois courbes tendent à se superposer dès que le champ devient suffisamment grand, lorsqu'on emploie l'appareil de Bragg (²).

A mesure que l'ionisation totale diminue, le rapport du courant i au courant de saturation tend à devenir *uniquement fonction du champ* et indépendant de la distance des plateaux et de l'ionisation totale produite.

Le Tableau II se rapporte à des mesures que j'ai effectuées à l'aide de l'appareil de Bragg décrit plus haut (n° 15). L'épaisseur du condensateur a été réglée à 1^{mm}, puis à 3^{mm} ; il était placé de manière que le milieu de la couche d'air soit toujours à la même distance (2^{cm}) de la lame de polonium, pour opérer, autant que possible, dans les deux cas, sur des rayons de même vitesse moyenne. Le Tableau donne les valeurs des courants obtenus pour différentes valeurs du champ ; les courants qui correspondent à la distance de 3^{mm} ont été divisés par un même facteur voisin de 3 (³) pour faciliter la comparaison.

(¹) BRAGG et KLEEMAN, *Phil. Mag.*, t. XI, 1906, p. 466.

(²) On verra (n° 32) que cette superposition ne peut se produire dans le cas où la substance active est placée sur l'un des plateaux du condensateur.

(³) A cause de la forme de la courbe d'ionisation, le courant correspondant à une épaisseur de 3^{mm} était un peu différent du triple du courant obtenu pour 1^{mm}.

TABLEAU II.

Champ en volts par cm.	i_1^{mm}	i_3^{mm}
	i_1	i_3
		2,97
88	1,28	1,30
176	1,35	1,36
264	1,39	1,39
352	1,42	1,41
528	1,45	1,44
880	1,45	1,45

On voit que l'épaisseur du condensateur n'a aucune influence sur la forme de la courbe de saturation. Il en est de même de l'ionisation quand elle est petite et que le champ est suffisant. En changeant la lame ou en interposant une toile métallique sur le trajet des particules, on retrouve les mêmes courbes.

Ces faits expérimentaux s'interprètent bien si l'on admet qu'il se superpose à la recombinaison générale entre tous les ions présents dans le gaz, une recombinaison d'un autre type que MM. Bragg et Kleeman appellent *recombinaison initiale* et qui fait disparaître un nombre d'ions indépendant, en valeur relative, du nombre de particules α et de la distance a des armatures du condensateur.

La recombinaison générale, d'ailleurs beaucoup moins prononcée, proportionnelle au carré du nombre total d'ions présents, dépend, en valeur relative, du nombre de particules α et elle doit avoir d'autant moins d'influence, par rapport à la recombinaison initiale que le nombre de particules α qui traversent le gaz par unité de temps est plus petit.

Si ce nombre est assez petit, dès que le champ devient suffisant, la recombinaison initiale se fait sentir à peu près seule.

23. MM. Bragg et Kleeman, reprenant une ancienne

hypothèse de M. Rutherford, ont admis que cette *recombinaison initiale* s'effectue entre les deux ions qui proviennent d'une même molécule, parce que l'électron émis par cette molécule, ne possédant qu'une faible vitesse, ne peut s'éloigner assez du résidu positif pour être soustrait à son attraction. En admettant que cet électron se trouve arrêté par une molécule située à une distance égale au libre parcours des molécules du gaz, MM. Bragg et Kleeman ont calculé que le champ qui s'exerce entre les deux ions est de l'ordre de 1000 volts par centimètre; d'après eux, l'attraction qui résulte d'un tel champ doit donner lieu à une recombinaison beaucoup plus intense que celle qui provient de la recombinaison ordinaire, cette dernière s'effectuant entre des ions qui arrivent accidentellement au voisinage l'un de l'autre. On conçoit facilement, dans cette hypothèse, que le nombre *relatif* d'ions qui se recombinent soit indépendant du nombre total d'ions produits et de l'épaisseur du condensateur et aussi que la recombinaison initiale se fasse de moins en moins sentir à mesure qu'on diminue la pression, puisque la distance initiale des deux ions formés augmente quand la pression diminue.

Bien que cette hypothèse ait permis d'expliquer les faits expérimentaux connus, M. Langevin a été conduit, par sa théorie de la recombinaison des ions ⁽¹⁾ à penser que les recombinaisons entre les ions provenant d'une même molécule ne doivent avoir qu'une influence très faible ou, tout au moins, ne doivent pas subir d'action sensible de la part du champ électrique extérieur.

En effet, le corpuscule émis par la molécule peut s'en écarter à une distance qui est au moins de l'ordre de son

(1) P. LANGEVIN, *Thèse; Comptes rendus*, t. CXXXIV, 1902, p. 414 et 533; t. CXXXVII, 1903, p. 177; *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7^e série, t. XXVIII, p. 437. Voir *Ions, Électrons, Corpuscules : Société de Physique*, p. 310.

libre parcours et, comme ses dimensions sont négligeables par rapport à celles des molécules du gaz, son libre parcours est quatre fois plus grand que celui des molécules. L'ion négatif produit lors de la rencontre de ce corpuscule avec une autre molécule possède un libre parcours plus petit que celui des molécules [soit parce qu'il est chargé ⁽¹⁾, soit parce qu'il est en même temps chargé et entouré d'un cortège de molécules ⁽²⁾]. Avant de se recombinaison avec l'ion positif, il devra effectuer plusieurs chocs contre les molécules du gaz et les deux ions se déplaceront l'un vers l'autre avec une vitesse proportionnelle à leur mobilité comme le feraient des ions qui, produits à grande distance arrivent au voisinage l'un de l'autre sous l'influence de leur attraction mutuelle et de l'agitation thermique.

Or, dans sa théorie de la recombinaison, M. Langevin a montré que le nombre de rencontres effectives qui se produisent, *par unité de temps*, entre des ions positifs et négatifs voisins, sous l'influence de leur attraction mutuelle, ne dépend que de leurs mobilités et ne dépend pas du champ électrique extérieur. D'ailleurs, toutes ces *rencontres* ne sont pas nécessairement suivies de recombinaison, les deux ions pouvant graviter l'un autour de l'autre en décrivant des coniques, puis s'éloigner; l'expérience a montré que le rapport ϵ du nombre de recombinaisons au nombre de rencontres est également indépendant du champ extérieur, dans les limites étudiées. Si la recombinaison diminue en présence d'un champ extérieur, c'est parce que ce champ, en ramassant les ions, diminue le temps pendant lequel ils restent en présence et, par suite, le nombre total de rencontres entre ions des deux signes. Il s'ensuit que les recombinaisons qui s'effectueraient ainsi entre des ions provenant d'une même molécule

⁽¹⁾ WELLISCH, *Phil. Trans.* et *Le Radium*, 1909.

⁽²⁾ P. LANGEVIN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8^e série, t. V, 1905, p. 245.

ne devraient pas dépendre de l'intensité du champ électrique extérieur : dans l'hypothèse de MM. Bragg et Kleeman, la proximité des deux ions équivaut, en effet, à une rencontre et le nombre de ces rencontres est indépendant du champ.

Pour interpréter le phénomène de recombinaison initiale, M. Langevin a proposé une autre hypothèse qui fait intervenir une recombinaison générale entre *tous les ions produits par une même particule α* , sur laquelle un champ extérieur doit avoir une action marquée puisqu'il peut diminuer le nombre total de rencontres qui ont lieu entre ces différents ions. Cette interprétation, qui a servi de point de départ aux recherches qui vont suivre, est basée sur l'hypothèse que les ions produits par chaque particule α s'éloignent relativement peu de la trajectoire et sont, initialement, distribués en colonnes, avec une densité considérablement plus grande que celle qu'on calculerait en les supposant répartis uniformément dans le gaz (comme l'avaient admis les physiciens qui ont essayé de mesurer le coefficient de recombinaison)⁽¹⁾. La recombinaison ordinaire entre les ions d'une même colonne doit dépasser de beaucoup celle qu'on obtiendrait pour une répartition uniforme et cette interprétation permettrait d'expliquer complètement les faits. La recombinaison en colonnes intervenant à peu près seule, le nombre relatif d'ions qui disparaissent sera indépendant du nombre de ces colonnes et de l'épaisseur du condensateur.

De plus, on prévoit facilement, dans cette hypothèse, qu'en présence d'un champ électrique, la recombinaison doit être plus grande, toutes choses égales d'ailleurs,

(1) On peut remarquer que, dans le sens des colonnes d'ions, les ions sont situés, au moins vers la fin du parcours, à des distances de l'ordre du chemin moyen des molécules, alors que les ions provenant d'une même molécule sont projetés à des distances probablement plus grandes, sinon du même ordre. Une recombinaison entre les ions provenant d'une même molécule n'est pas plus probable qu'une recombinaison entre les ions provenant de molécules différentes.

quand ce champ est parallèle aux trajectoires que lorsqu'il leur est perpendiculaire. Dans le premier cas, en effet, le déplacement des ions le long des lignes de force conserve les colonnes, tandis qu'il les disperse dans le deuxième en ajoutant son influence à celle de la diffusion pour réaliser une répartition uniforme.

Quelques expériences préliminaires qui ont fait l'objet d'une Note succincte ⁽¹⁾ m'avaient montré que cette dissymétrie existe dans l'air et j'avais indiqué une conséquence de cette hypothèse qui se trouvait sensiblement vérifiée.

Depuis, j'ai étendu ces recherches à deux autres gaz à l'aide d'un nouvel appareil qui me permettait d'obtenir des résultats beaucoup plus certains. Les mesures sur l'air ayant été entièrement reprises, sauf en ce qui concerne la variation avec la pression, je crois inutile de revenir sur les expériences préliminaires pour lesquelles je renverrai à ma Note du *Radium*. J'ai pu obtenir en outre quelques vérifications quantitatives qui permettent, comme on va le voir, de décider en faveur de l'hypothèse de M. Langevin.

Dans ce qui suit, nous allons étudier successivement comment se modifie la courbe de saturation avec la vitesse des particules, avec la pression, avec la direction relative du champ et de la trajectoire des particules et, enfin, avec la nature du gaz.

Influence de la vitesse des particules.

24. MM. Bragg et Kleeman ont trouvé que la recombinaison initiale est d'autant plus intense que les particules α sont plus lentes. Cette variation de la recombinaison initiale déforme les courbes d'ionisation si la saturation n'est pas obtenue.

Les courbes I et i de la figure 9 sont empruntées à un

⁽¹⁾ *Comptes rendus et Société de Physique*, 1908; *Le Radium*, 1908, p. 136

Mémoire de M. Kleeman ⁽¹⁾ et ont été tracées d'après les données du Tableau III. La courbe I a été obtenue avec un champ suffisant pour produire la saturation et la courbe i avec un champ de 25 volts par centimètre. On voit que

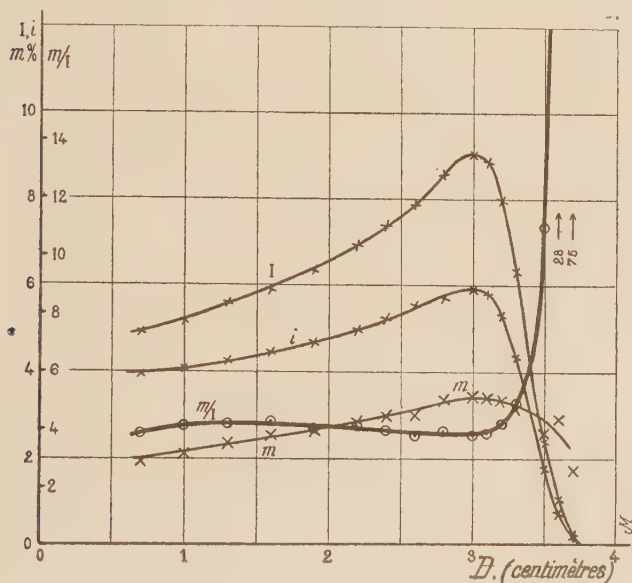


Fig. 9.

ces deux courbes n'ont pas exactement la même forme. La courbe m donne les valeurs du rapport $\frac{I-i}{I}$, que MM. Bragg et Kleeman appellent *manque de saturation*, et qui représente le rapport du nombre d'ions qui se recombinaient au nombre d'ions total. Le manque de saturation augmente à mesure que la vitesse de la particule α diminue, passe par un maximum qui est situé un peu plus loin que le maximum de la courbe I et diminue ensuite. M. Kleeman employait un appareil de Bragg dont le condensateur avait 4^{mm} d'épaisseur.

(¹) KLEEMAN, *Phil. Mag.*, t. XII, 1906, p. 295.

TABLEAU III.

Distance à la toile métallique.	I.	i.	m pour 100.	$\frac{m}{I}$.
0,7	489	395	19,2	3,93
1,0	518	408	21,2	4,1
1,3	558	425	23,8	4,26
1,6	592	442	25,3	4,27
1,9	635	469	26,1	4,0
2,2	692	494	28,6	4,14
2,4	737	520	29,4	3,98
2,6	787	552	29,9	3,76
2,8	863	571	33,8	3,92
3,0	903	592	34,4	3,81
3,1	887	585	34	3,84
3,2	800	532	33,5	4,2
3,3	637	436	31,5	4,9
3,5	240	183	26	11
3,6	105	74	29,5	28
3,7	23	19	17,5	75

Le Tableau IV et la figure 10 donnent les résultats de

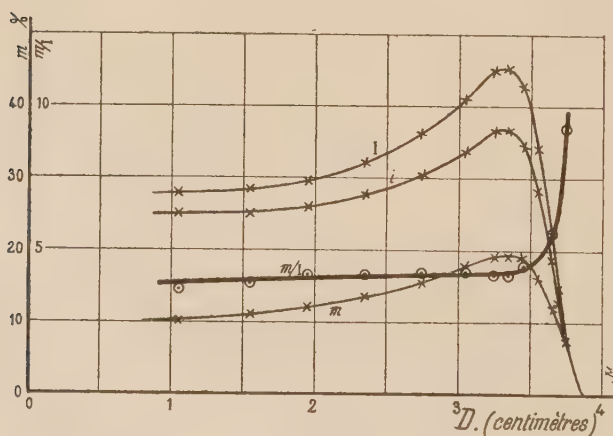


Fig. 10.

mesures analogues que j'ai effectuées à l'aide de l'appareil dont j'ai parlé plus haut (n° 15), avec une épaisseur

de 2^{mm} , le rapport de canalisation étant toujours égal à 5. La courbe I correspond à un champ de 2250 volts : cm, et la courbe i à un champ de 120 volts : cm. On voit que la courbe m présente la même allure que celle qui est fournie par les résultats de M. Kleeman, à ceci près que, le champ étant plus intense, le manque de saturation est plus petit.

TABLEAU IV.

Distance à la toile métallique.	I 10^{-3} U.E.S.	i 10^{-3} U.E.S.	m pour 100 ⁽¹⁾ .	$\frac{m}{I}$ ⁽¹⁾ .
1,05	2,78	2,51	10	3,6
1,55	2,82	2,50	11	3,9
1,95	2,94	2,60	12	4,1
2,35	3,22	2,77	13,5	4,2
2,75	3,61	3,06	15,5	4,3
3,05	4,11	3,39	17,5	4,25
3,25	4,5	3,64	19	4,2
3,35	4,52	3,66	19	4,2
3,45	4,27	3,46	19	4,45
3,55	3,43	2,86	16	4,65
3,65	2,16	1,90	12	5,55
3,70	1,46	1,31	10	6,85
3,75	0,867	0,792	8	9,2

Les résultats qui précèdent s'appliquent à l'air sous la pression atmosphérique.

Pour interpréter cette variation du manque de saturation avec la vitesse, MM. Bragg et Kleeman admettaient que l'électron arraché à l'atome par le passage de la particule, s'éloigne d'autant plus de l'atome qui lui a donné naissance que la particule va plus vite. Il en résulte que le manque de saturation devrait augmenter constamment à mesure que la particule se ralentit, autrement dit, que la courbe m devrait s'élever constamment sans présenter de maximum.

(¹) Valeurs calculées d'après les courbes I et i .

Dans l'hypothèse où la recombinaison s'effectue entre les différents ions d'une même colonne, la variation de la densité linéaire de ces ions le long de la trajectoire suffit, comme on va le voir, pour expliquer la variation du manque de saturation.

Puisque la particule α perd à peu près uniformément son énergie le long de son parcours, on peut admettre que la distance à laquelle les ions s'écartent initialement de la trajectoire ne dépend que très peu de la vitesse de la particule. Les ions initialement répartis en colonne s'écartent dans le sens transversal sous l'influence de l'agitation thermique et du champ, et il est facile de voir que la répartition *relative* de ces ions sera la même, au bout du même temps et pour une même valeur du champ, quelle que soit leur densité initiale, à condition que la recombinaison soit petite. Autrement dit, pour une même valeur du champ, le temps pendant lequel les ions restent en présence avant d'être séparés sera sensiblement indépendant de la densité initiale de l'ionisation.

Le nombre d'ions qui se recombinent pendant un temps déterminé étant proportionnel au carré de leur densité en volume, et cette densité en volume étant elle-même proportionnelle au nombre d'ions N produits par unité de longueur de la trajectoire, il se recombinera un nombre d'ions proportionnel à N^2 . Si n représente le nombre d'ions que peut extraire de la colonne le champ h , par unité de longueur dans la région considérée, le nombre d'ions $N - n$ qui disparaissent par recombinaison sera proportionnel à N^2 , et le rapport $\frac{N-n}{N}$ sera proportionnel à N .

$\frac{N-n}{N}$ représente le manque de saturation pour cette région de la colonne d'ions et si le champ est suffisant pour que la recombinaison générale entre les ions sortis de colonnes voisines soit négligeable, toutes les colonnes d'ions se comportant de la même manière, $\frac{N-n}{N}$ sera égal à $\frac{1-i}{1} = m$.

Il s'ensuit que si la recombinaison est assez petite, m doit être proportionnel à I ou, si l'on veut, $\frac{m}{I}$ doit être constant.

Les valeurs de $\frac{m}{I}$ sont portées dans les Tableaux III et IV et sur les figures 9 et 10. On voit que $\frac{m}{I}$ est à peu près constant (bien que le manque de saturation ne soit pas très petit), tant qu'on n'a pas dépassé le maximum de la courbe d'ionisation; mais à partir de ce maximum, la courbe $\frac{m}{I}$ monte extrêmement vite.

Bien que les erreurs expérimentales soient assez grandes ⁽¹⁾ quand m devient petit, je crois que l'accord des résultats obtenus par M. Kleeman et par moi permet d'affirmer que la courbe $\frac{m}{I}$ présente bien l'allure qui est indiquée sur les figures 20 et 21.

De cette montée rapide de la courbe $\frac{m}{I}$ après le maximum, il résulte que la diminution de l'ionisation vers la fin du parcours ne peut être due uniquement à une diminution de l'ionisation que produit une même particule α , et que cette diminution résulte plutôt d'une diminution du nombre des particules; autrement, on devrait avoir, de part et d'autre du maximum, la même valeur de m pour la même intensité de courant.

Toutefois, si le nombre d'ions produits par une même particule allait en augmentant jusqu'à la fin du parcours, en conservant la même répartition relative, la courbe m ne devrait pas présenter de maximum et elle devrait continuer à s'élever. Il est probable que l'abaissement de cette courbe vers la fin du parcours provient de la dispersion

(1) m résulte de la différence de deux courants qu'on ne peut guère mesurer à mieux qu'à 1 pour 100 à cause des variations de l'émission de la matière active. L'erreur sur m peut donc atteindre 10 à 20 pour 100 quand m devient de l'ordre de 10 pour 100.

énorme qui doit se produire dans un très petit espace lors de l'arrêt de la particule, dispersion qui modifie la distribution des ions et diminue le manque de saturation correspondant à cette région.

Il m'a été impossible d'examiner plus en détail cette région de la courbe parce qu'il aurait fallu employer un condensateur d'une épaisseur de l'ordre du dixième de millimètre et que pour avoir une intensité de courant convenable, il aurait été nécessaire d'employer une matière beaucoup plus active; mais alors la recombinaison générale entre les ions sortis des colonnes voisines aurait pris trop d'importance.

On ne peut songer à allonger le parcours en diminuant la pression, parce que le courant diminue avec la pression et que le manque de saturation diminue encore plus vite.

Influence de la pression.

25. MM. Bragg et Kleeman ont observé que la recombinaison initiale diminue rapidement avec la pression.

Pour étudier cette variation, j'ai effectué une série de mesures pour différentes pressions et j'ai tracé les courbes de saturation correspondantes.

Je n'en ai reproduit que quelques-unes (*fig. 11*) pour ne pas embrouiller la figure. Elles correspondent toutes à l'air pour la région du maximum d'ionisation. Elles ont été tracées à l'aide de l'appareil qui m'avait servi pour les expériences préliminaires. Cet appareil était analogue à un appareil de Bragg mais la distance de la lame active au condensateur restait fixe. Pour étudier toujours la même région de la courbe d'ionisation, je plaçais sur la lame active (polonium) une épaisseur convenable d'aluminium et je faisais varier la pression jusqu'à ce que le quotient du courant par la pression qui allait d'abord en augmentant, commence à diminuer. Il est facile de voir que la pression pour laquelle ce quotient était maximum était celle qui

amenait dans le condensateur la région du maximum de la courbe d'ionisation. Ayant réglé la pression à la valeur ainsi déterminée, je faisais varier le champ pour tracer la courbe de saturation.

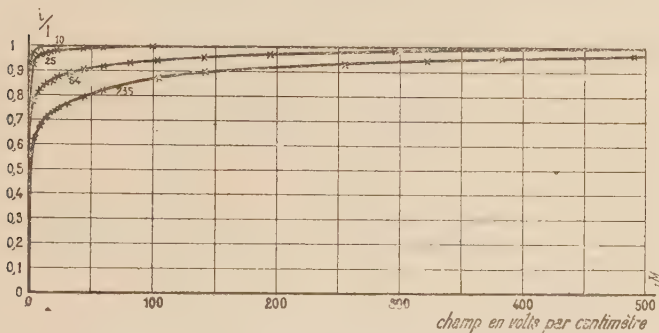


Fig. 11. — Courbes de saturation. Influence de la pression
(Les pressions sont en centimètres de mercure : 75,5; 54; 25; 10).

Le Tableau V correspond à une autre série obtenue à l'aide de l'appareil qui sera décrit plus loin. Cet appareil permettant de faire varier la position de la lame active, je réglais cette position de manière que la distance de la lame au milieu du condensateur fût inversement proportionnelle à la pression.

TABLEAU V.

		Champ en volts par centimètre.					
2200.		221.		111.		23.	
		<i>m</i>		<i>m</i>		<i>m</i>	
Pression.	I.	<i>i.</i>	p. 100.	<i>i.</i>	p. 100.	<i>i.</i>	p. 100.
749... ^{mm}	0,96	0,906	5,5	0,865	10	0,775	19,4
702,6.	0,87	0,838	3,5	0,80	8	0,72	17,2
633,9.	0,757	0,735	3	0,71	6,2	0,658	13
544,7.	0,625	0,62	1	0,59	5	0,557	11
472...	0,512	0,507	1	0,50	2,3	0,47	8
324...	0,165	0,165	0	0,163	1,2	0,158	4,3
195,6.	0,094	0,095	0	0,094	0	0,092	2

M.

4

Tous ces résultats (1) montrent que le manque de saturation correspondant à une même valeur du champ diminue quand la pression diminue.

Au point de vue théorique, les raisonnements de moyennes qu'on peut faire sont trop incertains pour conduire à des déductions intéressantes. Il semble, d'après les résultats obtenus, que la relation entre le manque de saturation et la pression doit faire intervenir l'intensité du champ.

Influence de la direction du champ par rapport à la trajectoire et de la nature du gaz.

26. Comme je le rappelais tout à l'heure, des expériences préliminaires m'avaient montré que les courbes de saturation dépendent essentiellement de l'inclinaison du champ électrique sur les trajectoires des particules, la saturation étant incomparablement plus facile à obtenir quand le champ est perpendiculaire à ces trajectoires que lorsqu'il leur est parallèle.

27. *Appareil de mesure.* — Pour étudier d'un peu plus près cette influence de la direction relative du champ et des trajectoires, j'ai employé un appareil me permettant de faire varier uniquement cette direction relative en maintenant constantes toutes les autres conditions.

Il comprenait, en principe, un condensateur ayant la forme d'un parallélépipède à base carrée, très allongé, (*fig.* 14) dans lequel on pouvait faire arriver les rayons (dans le sens perpendiculaire à son axe quaternaire) soit perpendiculairement aux armatures, comme dans l'appareil de Bragg, soit parallèlement. De cette manière, on étudiait toujours une même région de la trajectoire des particules.

(1) La direction des rayons était, dans tous les cas, parallèle au champ, comme dans l'appareil de Bragg.

rayonnement de la lame de polonium P. Cette lame était placée sur la plate-forme S qu'on pouvait faire monter ou descendre au moyen de la vis V.

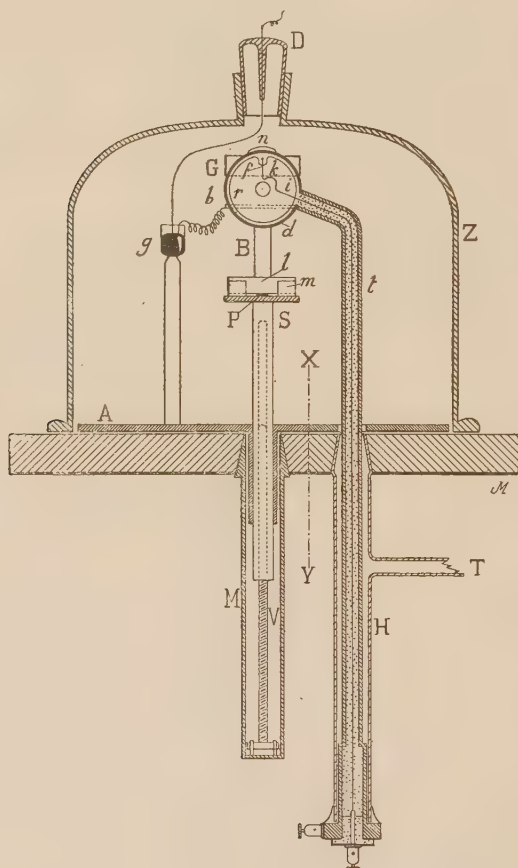


Fig. 13.

La figure 14 donne le détail du condensateur.

Il comprenait une bande *c* de 4^{mm} de largeur et de 5^{cm} de longueur, entourée d'un cadre de garde GG de 8^{mm} de largeur. En face de l'armature ainsi constituée se trouvait,

à 4^{mm} de distance, un cadre d'aluminium J, maintenu par de petites pièces d'ébonite fixées sur l'anneau de garde G. Sur ce cadre était collée une feuille d'aluminium battu *b*. Après un certain nombre d'essais, j'ai pu arriver à tendre cette feuille suffisamment bien pour qu'elle ne se déforme pas sous l'action du champ. L'anneau de garde et la bande centrale *c* avaient été construits en aluminium pour éviter d'avoir des différences de potentiel de contact. Malgré cette précaution, il existait une différence de potentiel de contact de 0,3 à 0,4 volt entre les deux armatures et j'ai dû en tenir compte dans les mesures.

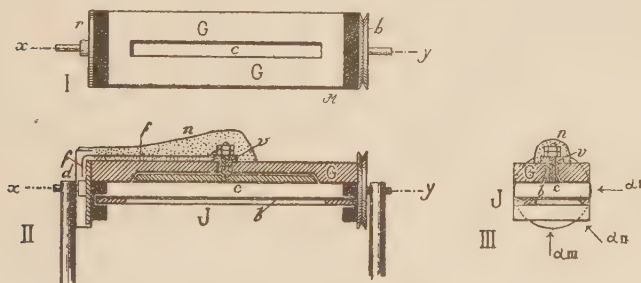


Fig. 14.

La bande *c* était reliée à l'électromètre, l'anneau de garde au sol et la feuille d'aluminium *b* était chargée à l'aide d'une batterie d'accumulateurs (voir *fig.* 15); dans ces conditions, *c* recueillait les ions produits dans un prisme à base carrée de 4^{mm} de côté et de 5^{cm} de longueur.

On voit qu'en faisant tourner le condensateur autour de l'axe *xy* qui coïncidait avec l'axe de ce prisme, on pouvait faire arriver les rayons soit perpendiculairement au champ (direction α_I , *fig.* 14), soit parallèlement au champ (direction α_{III}), et que, dans ces deux directions, on étudiait toujours la même région de la courbe, dans les mêmes conditions, puisque la feuille d'aluminium laissait passer toutes les particules α . En réalité, cette feuille étant

équivalente à $1^{\text{mm}},3$ d'air, il fallait élever de cette quantité (ou d'une quantité correspondante dans les autres gaz), la lame de polonium quand les rayons arrivaient dans la direction α_{III} .

Pour pouvoir opérer également sur des rayons arrivant sous un angle de 45° , le cadre b avait été taillé en biseau d'un côté pour permettre aux rayons d'atteindre toute la région utile du gaz contenu entre les armatures.

Pour assurer une symétrie aussi grande que possible de l'ionisation dans le cas des deux directions α_{I} et α_{III} , il valait mieux ne pas canaliser les rayons dans le sens perpendiculaire à la longueur de la bande c . La lame active recouverte de polonium était une petite bande P (*fig. 24*) de 3^{mm} de large et de 4^{cm} de longueur utile disposée parallèlement à l'axe du condensateur sur la plate-forme S. Dans ces conditions, les rayons arrivaient toujours avec des inclinaisons mutuelles très faibles, dans le plan perpendiculaire à l'axe xy , quand la distance était assez grande. Pour une distance de la lame de polonium à l'axe du condensateur égale à $2^{\text{cm}},3$, distance qui a été employée le plus souvent dans les expériences, ce dispositif était équivalent à un système canalisateur dont le rapport de canalisation aurait été voisin de 6,5.

Dans le plan vertical parallèle à la lame, il était au contraire nécessaire de canaliser les rayons.

Pour cela, j'ai employé une série de petites lames d'aluminium l (*fig. 12* et *13*) de $0^{\text{cm}},45$ de hauteur, disposées bien verticalement et séparées par de petites cales de verre m de $0^{\text{mm}},9$ d'épaisseur; le tout avait été pressé et collé à la paraffine et était maintenu entre deux équerres comme le montre la figure 12.

Pour pouvoir opérer sur différents gaz et maintenir, pour chacun, une pression constante, le tout était posé

sur un plan de verre et recouvert d'une cloche rodée. La vis V qui commandait le mouvement de la plate-forme était enfermée dans un tube de laiton M qu'on faisait tourner de l'extérieur; ce dispositif permettait d'éviter toute fuite par le pas de la vis. L'une des colonnes B était divisée pour repérer les distances. La rotation du condensateur était commandée également de l'extérieur, au moyen d'une clef de robinet R , rodée dans le plan de verre; cette clef était prolongée par un tube sur lequel étaient fixées les extrémités d'un fil qui, après avoir passé sur deux renvois a , allait s'enrouler sur la poulie h montée sur l'axe du condensateur. Cette poulie portait des traits de repère qu'on amenait devant un index fixé sur la colonne B , pour placer le condensateur dans les positions voulues.

Les connexions électriques et les protections électrostatiques étaient assurées de la manière suivante.

La bande d'aluminium c reposait au fond du bloc G formant anneau de garde sur une petite lame d'ambroïde et était maintenue à l'aide d'une vis v (fig. 14), isolée à l'ambroïde; un fil f fixé sous l'écrou de cette vis la reliait à l'électromètre. On voit sur la figure que les côtés de la bande c avaient été taillés en biseau, ainsi que l'intérieur du bloc G ; cette disposition avait été adoptée pour que la fuite produite entre ces deux pièces par le rayonnement, lorsqu'il arrivait dans la direction α_{III} , soit aussi faible que possible.

Le fil f , ramené derrière le bloc G et maintenu par de la paraffine (recouverte d'une feuille de papier d'étain n), était recourbé et arrivait au voisinage de l'axe de rotation, comme le montrent les figures 14_{II} et 13. Un autre fil i rigide, maintenu dans l'axe du tube métallique t par de la paraffine, arrivait également au voisinage de l'axe et ces deux fils étaient reliés au moyen d'un petit ruban de bronze k soudé sur chacun d'eux. Cette connexion

permettait au condensateur de prendre les positions voulues; elle était protégée dans une petite boîte métallique circulaire *d*, ajustée à frottement doux sur la joue *r*, fixée sur la pièce G. Toutes ces protections et l'anneau de garde G étaient reliés ensemble au point de vue électrique. Ce dispositif assurait, dans toutes les positions du condensateur une protection *complète* du système isolé, contre les perturbations électrostatiques extérieures et contre le rayonnement.

La feuille d'aluminium *b* était reliée à la batterie d'accumulateurs au moyen d'un fil de cuivre qui se rendait dans un petit godet de mercure *g* où plongeait un fil soudé dans le bouchon rodé D, ce qui permettait d'enlever facilement la cloche de verre.

Le tube *t* était fermé à sa partie inférieure par un bouchon d'ambroïde mastiqué et il était lui-même mastiqué dans le tube de verre H muni d'une tubulure T qui servait à introduire les gaz.

Le dispositif destiné à l'introduction de ces gaz n'est pas indiqué sur les figures. Les gaz étaient desséchés par passage sur une colonne de chlorure de calcium, puis sur une colonne d'anhydride phosphorique (j'ai opéré également sur de l'air humide, mais je n'ai pu constater d'influence sensible de l'humidité). Pour introduire du gaz sec, on faisait le vide dans la cloche à l'aide d'une trompe à eau (avec desséchants sur la canalisation), puis on laissait rentrer lentement le gaz. Cette opération était renouvelée quatre à cinq fois. L'anhydride carbonique provenait d'une bombe du commerce, et l'hydrogène était préparé à partir du zinc pur et de l'acide chlorhydrique pur et purifié par barbotage dans des solutions convenables (1).

(1) Je dois ce gaz à l'obligeance de M. Lassieur, préparateur à l'École de Physique et de Chimie.

Le polonium provenait en grande partie d'une préparation de 1^{kg} à 1^{kg} , 5 de plomb radioactif vieille d'environ 1 an et demi, qui avait servi à M. Szilard et qui a été mise obligeamment à ma disposition par M^{me} Curie. Ce plomb radioactif a été mis en solution sous forme de chlorure et la solution a été évaporée en présence d'acide chlorhydrique. Le chlorure de plomb cristallise avec le radium D et la solution finale contient le polonium.

Une autre partie de ce polonium provenait d'un résidu de traitement de minerais d'uranium qui m'avait été donné par MM. E. Urbain et Feige.

La solution contenant le polonium a été purifiée par la méthode indiquée par M. Giesel ⁽¹⁾ (précipitation par H_2S , reprise par HCl bouillant qui laisse le polonium et le cuivre à l'état de sulfures; ces sulfures sont dissous dans l'eau régale et l'on précipite du polonium très concentré par addition d'ammoniaque). Le polonium a été ensuite déposé sur une bande d'argent de 5^{cm} de longueur et 3^{mm} de largeur; je n'ai utilisé qu'une partie de la longueur (environ 4^{cm}) de cette lame pour les expériences dont les résultats sont donnés plus loin (*voir* n° 32, note).

28. *Méthode de mesure.* — Les mesures étant assez longues et le tracé d'une courbe de saturation nécessitant au moins plusieurs heures, j'ai dû employer une méthode de compensation pour éviter l'influence de variations possibles de la sensibilité de l'électromètre.

Après avoir essayé une méthode de compensation continue à l'aide d'un condensateur et d'un potentiomètre, méthode que j'avais décrite antérieurement dans un article

(1) F. GIESEL, *Nature*, t. XCVII, 1908, p. 242. M. Giesel indique que le polonium se dépose sur le platine; j'ai essayé d'employer ce métal sur lequel le polonium seul se serait déposé, mais la lame de platine était inactive au bout de plusieurs jours, alors que l'argent était assez fortement actif au bout de quelques minutes.

sur l'électromètre à quadrants (¹), j'ai trouvé plus commode d'employer une méthode de compensation discontinue, beaucoup moins fatigante et qui laisse assez de temps pour calculer les courants et porter les points sur la courbe au fur et à mesure des expériences.

L'ensemble du montage est représenté figure 15. La

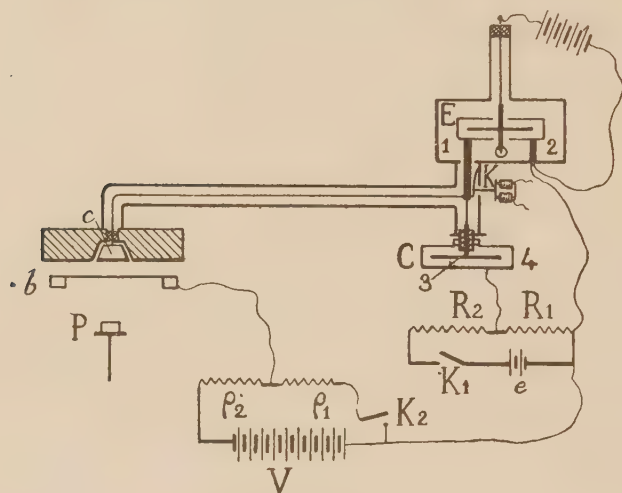


Fig. 15.

bande *c* qui recueillait les ions était reliée à la paire de quadrants (1) de l'électromètre *E* dont l'autre paire de quadrants (2) était reliée à la cage et dont l'aiguille était chargée à 88 volts par l'intermédiaire de sa suspension. La paire de quadrants (1) était également réunie à l'armature

(¹) *Le Radium*, t. IV, 1907, p. 190. Cette méthode qui a dû venir à l'esprit de tous ceux qui ont eu à mesurer des courants à l'électromètre demande l'emploi d'un potentiomètre à variation continue. M. Lattès (*Le Radium*, t. VI, 1909, p. 73) a employé un rhéostat circulaire Gaiffe monté en potentiomètre. Les rhéostats de ce genre sont très commodes dans beaucoup de cas analogues, par exemple pour les mesures d'hystérésis.

intérieure (3) d'un condensateur étalon C ⁽¹⁾ dont l'armature extérieure (4) était reliée au potentiomètre $R_1 R_2$, monté comme l'indique la figure. On voit que, à l'aide de la clef K_1 , l'armature extérieure (4) de ce condensateur étalon pouvait être portée soit à un potentiel $e \frac{R_1}{R_1 + R_2}$ par rapport à la cage, soit au potentiel de cette cage (potentiel *zéro*). Le système isolé (c, 1, 3) pouvait être relié à la cage et par conséquent à l'anneau de garde ou isolé au moyen de la clef K commandée à distance au moyen d'un petit électro-aimant ⁽²⁾.

Tous les isolants supportant le système isolé étaient fixés dans des pièces métalliques qui, au point de vue électrique, faisaient partie de l'écran, pour éviter toute pénétration de charge. Les isolants qui maintenaient les parties chargées étaient disposés de manière qu'ils ne pussent échanger de lignes de force avec le système isolé; dans ces conditions, les pénétrations de charge qui pouvaient avoir lieu à leur intérieur et surtout à leur surface n'avaient aucune influence.

La feuille d'aluminium était chargée à l'aide d'une batterie d'accumulateurs V groupés par boîtes de 88 volts. Pour avoir des différences de potentiel inférieures à 88 volts, j'utilisais le potentiomètre $\rho_1 \rho_2$ en fermant l'interrupteur K_2 . Cet interrupteur restait ouvert quand la différence de potentiel était supérieure à 88 volts. Comme je le signalais plus haut, il existait une différence de potentiel de contact entre la feuille d'aluminium battu et

(¹) Voir pour la description du condensateur étalon : MOULIN et BEAUDOUIN, *Le Radium*, t. V, 1908, p. 143.

(²) Cette clef est constituée par un petit ressort muni d'une pointe qui vient s'appuyer sur un petit plan d'or fixé sur la borne de l'électromètre, ce ressort est tiré à l'aide d'un fil par l'électro de manière que la pointe quitte le plan sans frotter. Ce dispositif ne produit aucune perturbation à la rupture. [Voir LANGEVIN et MOULIN, *Électromètre enregistreur* (*Le Radium*, t. IV, 1907, p. 218).]

l'autre armature qui avait été découpée dans de la planche d'aluminium. Je la déterminais en cherchant, à l'aide du potentiomètre ρ_1, ρ_2 , à quel potentiel il fallait porter b pour que, en présence du rayonnement, l'électromètre reste au zéro, en ouvrant la clef K.

La marche d'une mesure est la suivante : La clef K étant fermée et la clef K₁ ouverte, on établit le champ voulu, puis on ouvre K à l'aide de l'électro-aimant. Sous l'influence de la charge apportée par le courant i à mesurer, l'électromètre se met à dévier avec une vitesse qui présente quelques oscillations au début, mais qui, par suite de l'amortissement, devient pratiquement uniforme au bout de 12 à 15 secondes ⁽¹⁾. Quand (au bout de ce temps au moins) le spot passe sur une division déterminée n de l'échelle, on fait partir un chronomètre puis on ferme la clef K₁.

L'armature (4) du condensateur C qui était reliée directement à la cage par l'intermédiaire de R₁ est alors portée à un potentiel

$$v = e \frac{R_1}{R_1 + R_2},$$

et, sous l'influence de la charge

$$-C_{43}v$$

induite par le condensateur C (de coefficient d'influence C₄₃) sur le système isolé, l'aiguille revient brusquement en sens inverse (les connexions étant établies dans le sens convenable). Sous l'influence des charges apportées par le courant i , l'aiguille repart ensuite dans la direction primitive et lorsqu'elle repasse sur la division n on arrête le chronomètre, puis on ferme K et ouvre K₁ ⁽²⁾.

⁽¹⁾ Voir M. MOULIN, *L'électromètre à quadrants* (*Le Radium*, t. IV, 1907, p. 191).

⁽²⁾ Au cours de ces recherches, j'ai supprimé le léger inconvénient qui provient de la nécessité de manœuvrer successivement deux clefs

Si le temps t ainsi mesuré est suffisamment grand, 20 à 30 secondes, le spot repasse sur la division n avec une vitesse uniforme, la même que la première fois et il est facile de voir que, dans ces conditions, le courant i a apporté une quantité d'électricité qui compense exactement la quantité d'électricité induite par influence; on a alors

$$i = \frac{C_{34} \varphi}{t}.$$

Le condensateur étalon que j'employais avait un coefficient d'influence de 30,0 unités électrostatiques, de sorte qu'en exprimant φ en volts ($= \frac{1}{300}$ U. E. S.), i était donné en unités électrostatiques par la relation

$$i = 0,1 \frac{\varphi}{t}.$$

Le potentiomètre $R_1 R_2$ servait à faire varier commodément φ suivant l'intensité du courant à mesurer (¹). Je donnais au rapport $\frac{R_1}{R_1 + R_2}$ des valeurs simples telles que 1, 0,5, 0,3, etc.

Après avoir essayé différents éléments de pile pour produire la compensation, j'ai employé des éléments Leclanché du type Carbone (3 au maximum). La résistance totale $R_1 + R_2$ était égale à 10000 ohms et ces éléments ont conservé une constance plus que suffisante pendant la durée des mesures.

de contact, en remplaçant ces clefs par une *poire de lit* à deux interrupteurs, convenablement modifiée. Il suffisait d'appuyer successivement sur le *même* bouton pour : 1° fermer l'interrupteur de commande de l'électro K, 2° fermer le deuxième interrupteur K_1 , 3° ouvrir simultanément les deux interrupteurs.

(¹) On peut également remplacer R_1 par un bon voltmètre et R_2 par un rhéostat. On peut aussi supprimer ce rhéostat et faire varier le nombre d'éléments de piles si l'on n'a pas besoin d'une différence de potentiel φ plus petite que la force électromotrice de l'un d'eux.

Cette méthode m'a toujours donné d'excellents résultats; elle est indépendante des variations de sensibilité de l'électromètre ou de changements possibles de la position de l'échelle. Elle donne des mesures absolues, tandis que la méthode qui consiste à mesurer directement la vitesse de déviation de l'aiguille exige un étalonnage fréquent du montage au moins pour deux positions de l'aiguille ⁽¹⁾; cet étalonnage se fait d'ailleurs à l'aide d'un dispositif analogue au précédent. Elle ne s'applique bien qu'à la mesure des faibles courants, inférieurs au centième ou au millième d'unité électrostatique avec un électromètre sensible; pour des courants plus intenses, il faudrait diminuer la sensibilité de l'électromètre par l'adjonction d'une capacité convenable.

Un inconvénient des méthodes de vitesse de déviation ou de compensation discontinue est que le potentiel du conducteur isolé varie. Dans le cas actuel, cette variation était peu importante, le potentiel du système isolé ne s'élevant pas de plus de 0,1 volt au-dessus de son potentiel initial. On peut s'arranger, avec la méthode qui vient d'être décrite, pour que l'influence de cette variation soit insignifiante, en induisant une charge suffisante pour que, en l'absence de courant, le spot soit renvoyé lors de l'influence, de l'autre côté du zéro, depuis la division n jusqu'à la division $-n$; autrement dit, une charge suffisante pour qu'en l'absence de courant, l'influence provoque une déviation de $2n$ divisions. Dans ces conditions, la valeur moyenne du potentiel du système isolé est sensiblement nulle si le temps t est assez grand pour que la durée de la variation de capacité de l'électromètre, qui résulte du retard à la rotation de l'aiguille au moment où l'on induit la charge de compensation, ait peu d'importance.

(¹) Les déviations ne sont pas en général proportionnelles (voir *Le Radium*, t. IV, 1907, p. 188 et suiv.).

En prenant cette précaution, on peut admettre que la valeur moyenne du champ électrique dans le condensateur qui recueille les ions est fournie par la différence de potentiel qui existe entre l'armature chargée et les écrans. Dans le cas de mes mesures, la variation du potentiel ne pouvait introduire d'erreur sensible que pour les champs très faibles où la courbe de saturation est fortement affectée par la recombinaison générale entre les ions des différentes colonnes.

De plus, ce mode opératoire éliminerait en partie l'influence des fuites si ces fuites étaient symétriques par rapport au zéro. Mais, en général, il n'en est pas ainsi.

Si les isolants sont bons, la fuite principale s'effectue par l'air. En outre, si la variation de potentiel du conducteur isolé est petite, les différences de potentiel de contact qui existent inévitablement entre ce conducteur et les écrans, ainsi que la présence de l'aiguille chargée, donnent lieu à des courants de charge parasites. Si l'on considère une petite portion du conducteur isolé, le courant parasite qui lui amène des charges s'annule pour une certaine valeur du potentiel et tend, de part et d'autre de ce potentiel, vers une saturation, d'autant plus vite que la distance de ce conducteur à l'écran et l'ionisation spontanée de l'air sont plus petites. On voit facilement que le courant parasite total doit s'annuler aussi, par compensation, pour un certain potentiel et qu'il ne doit pas être nécessairement symétrique de part et d'autre de ce potentiel.

On peut cependant obtenir des résultats sensiblement corrects en effectuant une deuxième mesure après avoir inversé le champ dans l'appareil d'ionisation. Le courant parasite s'élimine à peu près dans la moyenne.

Dans mes expériences préliminaires, ces courants parasites pouvaient introduire des erreurs assez grandes, mais en opérant comme il vient d'être dit, j'ai pu obtenir

des résultats suffisamment exacts. En inversant le champ, je trouvais un courant qui pouvait différer du premier de quelques centièmes. Ces courants variaient d'un instant à l'autre par suite de la variation de l'ionisation spontanée de l'air, mais, en général, leur moyenne restait très sensiblement constante.

Dans les mesures définitives dont je donnerai les résultats tout à l'heure, j'ai préféré supprimer ces fuites qui étaient de l'ordre du dixième des courants à mesurer en construisant l'appareil de mesure de la manière qui a été indiquée ci-dessus, en noyant tous les conducteurs dans de la paraffine (paraffine blanche fusible à 72°) et en plaçant l'électromètre dans le vide. C'est en effet dans l'électromètre même qu'a lieu la fuite la plus importante.

L'électromètre que j'ai employé est celui que j'ai décrit dans *Le Radium* de 1907 ⁽¹⁾ et que, par suite de sa forme ramassée, j'ai pu facilement loger sous une cloche rodée. Cette cloche était munie à la partie supérieure d'un tube rodé dans lequel s'engageait la colonne qui supporte la suspension et la rotation de cette suspension pouvait se commander à la partie supérieure à l'aide d'une sorte de clef de robinet. La cloche elle-même était munie de trois tubulures. L'une, fermée par une glace de verre, servait au passage du rayon lumineux; la seconde au passage du conducteur reliant la paire de quadrants (1) à l'appareil à rayons α [ce conducteur était convenablement protégé et monté de la même manière que celui (i) de la figure 13]. Dans la troisième tubulure, passaient le fil allant à la cage, le fil servant à la charge de l'aiguille, les deux fils de commande de l'électro-aimant K et enfin le fil relié à l'armature extérieure du condensateur étalon qui lui-même était dans la cloche, sous l'électromètre.

Dans ces conditions, avec un vide de l'ordre de 1^{mm} à

(¹) P. 149.

5^{mm} de mercure, qui ne modifiait pas l'amortissement de l'électromètre, la fuite n'était plus que de l'ordre du centième du courant à mesurer et les courants des deux signes correspondant aux deux sens du champ étaient égaux.

Les résultats des mesures variaient encore autour de la moyenne avec une erreur quadratique moyenne d'environ 1 pour 100, qui était tout à fait de l'ordre de celle qu'on pouvait attendre des variations de l'émission de la lame de polonium (¹). Ces variations auraient été plus faibles avec une lame plus active, mais dans ce cas, la recombinaison générale entre les ions des différentes colonnes aurait pris trop d'importance.

Comme il était nécessaire d'obtenir une précision d'au moins 1 pour 100 sur le courant pour pouvoir connaître la valeur du manque de saturation avec une approximation suffisante (²), j'ai dû effectuer, pour chaque point, plusieurs mesures (3 à 5 et quelquefois plus) dont je prenais la moyenne.

Tous les résultats que j'ai donnés précédemment ont été obtenus par la méthode que je viens de décrire, et, sauf pour les courbes de la figure 11, l'électromètre était dans le vide. Les courants sont toujours donnés en millièmes d'unité électrostatique.

29. Résultats. — Le gaz étudié était introduit dans

(¹) Voir F. KOHLRAUSCH, *Sitz., Akad. Wissen., Wien*, mai 1906. — MEYER et REGENER, *Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, t. X, 1908. — H. GEIGER, *Phil. Mag.*, t. XV, 1908, p. 539.

(²) J'avais essayé au début de mesurer directement, à l'aide d'une méthode de compensation, la valeur de $I - i$, en reliant l'électromètre à un condensateur à oxyde d'uranium réglé de manière qu'il fournisse un courant égal à $-I$. Mais, par suite des variations radio-actives, je n'ai pu arriver à obtenir un réglage convenable et le bénéfice que j'aurais retiré d'une telle méthode aurait été illusoire. On verra d'ailleurs que je n'aurais pu l'utiliser dans le cas de CO_2 , où je n'ai pu atteindre directement la valeur de I .

l'appareil sous la pression de 75^{cm} de mercure à 16° C. comme il a été dit précédemment et le robinet d'introduction était ensuite fermé (1). La température, pendant toute la durée des dernières séries de mesures s'est maintenue à peu près constante et ne variait pas de plus d'un degré autour de 16°.

Le gaz étant enfermé dans la cloche, j'ai tracé successivement les courbes de saturation pour l'ionisation produite : 1° par les rayons α arrivant perpendiculairement au champ (direction α_I); 2° par les rayons arrivant à 45° (direction α_{II}); 3° pour les rayons arrivant parallèlement au champ (direction α_{III}).

Les résultats sont donnés dans les Tableaux VI, VII, VIII, qui correspondent respectivement à l'air, à l'acide carbonique et à l'hydrogène. Pour l'acide carbonique (rayons parallèles au champ), j'ai fait figurer à la fin un certain nombre de résultats obtenus dans une autre série, pour laquelle le gaz avait été changé; la position de la lame active avait également été modifiée et il est possible qu'elle n'ait pas été retrouvée très exactement. Malgré cela, on voit que les résultats sont très suffisamment concordants.

(1) Je me suis fréquemment assuré qu'il n'y avait pas de fuite soit à l'aide du manomètre, soit en mesurant à différentes reprises le courant pour une même valeur du champ.

TABLEAU VI. — *Air* (750^{mm}, 16°).

I. — Rayons perpendiculaires au champ.				II. — Rayons à 45°.				III. — Rayons parallèles au champ.			
h	i	$\frac{i}{I}$	volts/cm.	h	i	$\frac{i}{I}$	$\frac{i}{I}$ calculé ⁽¹⁾ .	h	i	$\frac{i}{I}$	volts/cm.
	10^{-3} U.E.S.				10^{-3} U.E.S.				10^{-3} U.E.S.		
0,9	0,302	0,316	3,1	3,1	0,630	0,610	0,59	3,1	0,61	0,605	
3,1	0,620	0,650	5,3	5,3	0,720	0,700	0,68	5,3	0,675	0,67	
5,3	0,697	0,730	7,5	7,5	0,770	0,750	0,73	7,5	0,71	0,705	
7,5	0,755	0,790	11,9	11,9	0,830	0,805	0,80	11,9	0,74	0,735	
9,7	0,785	0,822	16,3	16,3	0,863	0,840	0,845	16,3	0,77	0,765	
11,9	0,812	0,850	22,8	22,8	0,903	0,880	0,88	22,8	0,79	0,785	
16,3	0,840	0,880	33,8	33,8	0,935	0,910	0,92	33,8	0,822	0,82	
22,8	0,876	0,920	45	45	0,964	0,935	0,94	45	0,835	0,83	
23,8	0,902	0,945	67	67	0,973	0,945	0,955	67	0,86	0,855	
45	0,912	0,955	111	111	0,990	0,963	0,97	89	0,875	0,87	
67	0,920	0,965	155	155	0,994	0,966	0,975	111	0,90	0,895	
89	0,925	0,970	220	220	1,01	0,980	0,985	155	0,92	0,915	
111	0,930	0,975	440	440	1,02	0,990	0,995	220	0,94	0,935	
155	0,940	0,985	660	660	1,02	0,990	1,00	388	0,96	0,955	
220	0,950	0,995	1100	1100	1,03	1,00	1,00	440	0,975	0,97	
440	0,952	0,997	2200	2200	1,03	1,00	1,00	660	0,98	0,975	
660	0,955	1,00						880	0,99	0,98	
2900	0,955	1,00						1760	1,00	0,995	
								2900	1,005	1,00	

(1) Voir n° 30.

TABLEAU VII. — *Anhydride carbonique* (750^{mm}, 16°).

I. — Rayons perpendiculaires au champ.				II. — Rayons à 45°.				III. — Rayons parallèles au champ.			
h	i	$\frac{i}{\bar{i}}$	$\frac{i}{\bar{i}}$ calculé ⁽¹⁾ .	h	i	$\frac{i}{\bar{i}}$	$\frac{i}{\bar{i}}$ calculé ⁽¹⁾ .	h	i	$\frac{i}{\bar{i}}$	$\frac{i}{\bar{i}}$
volts/cm.	10 ⁻³ U.E.S.	$\bar{i}$		volts/cm.	10 ⁻³ U.E.S.	$\bar{i}$		volts/cm.	10 ⁻³ U.E.S.	$\bar{i}$	
3,3	0,582	0,327	0,280	3,3	0,535	0,310	0,280	3,3	0,507	0,292	0,292
5,5	0,745	0,418	0,360	5,5	0,675	0,390	0,360	5,5	0,592	0,344	0,344
7,7	0,846	0,475	0,420	7,7	0,740	0,428	0,420	7,7	0,640	0,372	0,372
12,1	0,987	0,555	0,500	12,1	0,880	0,510	0,500	12,1	0,690	0,400	0,400
16,5	1,08	0,605	0,550	16,5	0,960	0,555	0,550	16,5	0,730	0,425	0,425
23	1,175	0,665	0,600	23	1,04	0,600	0,600	23	0,764	0,445	0,445
34,1	1,28	0,720	0,660	34,1	1,15	0,665	0,660	34,1	0,808	0,470	0,470
45,2	1,36	0,765	0,715	45,2	1,25	0,723	0,715	45,2	0,844	0,490	0,490
67,1	1,45	0,815	0,770	67,1	1,335	0,765	0,770	67,1	0,967	0,562	0,562
111	1,57	0,880	0,835	111	1,47	0,850	0,835	133	1,045	0,610	0,610
155	1,61	0,905	0,880	155	1,53	0,885	0,880	177	1,115	0,647	0,647
221	1,66	0,932	0,910	221	1,555	0,900	0,910	221	1,145	0,665	0,665
310	1,71	0,960	0,935	310	1,61	0,930	0,935	310	1,24	0,720	0,720
440	1,76	0,990	0,960	440	1,67	0,965	0,960	440	1,31	0,760	0,760
660	1,76	0,990	0,980	660	1,68	0,970	0,980	660	1,40	0,815	0,815
1100	1,76	0,990	0,990	880	1,71	0,990	0,990	880	1,44	0,835	0,835
2400	1,78	1	0,995	1100	1,72	0,995	0,990	1320	1,51	0,880	0,880
			0,995	1320	1,72	0,995	0,990	132	1,06	0,615	0,615
			1	1760	1,73	1	0,995	221	1,18	0,685	0,685
			1	2900	1,73	1	0,995	440	1,32	0,770	0,770
								660	1,43	0,830	0,830
								1100	1,48	0,860	0,860
								1760	1,58	0,920	0,920
								2200	1,59	0,925	0,925
								2900	1,62	0,940	0,940
								∞	(1,72)	1	1

(1) Voir n° 30.

TABLEAU VIII. — *Hydrogène* (750^{mm}, 16°).

I. — Rayons perpendiculaires au champ.			III. — Rayons parallèles au champ.		
h	i	$\frac{i}{I}$	h	i	$\frac{i}{I}$
volts/cm.	10^{-3} U.E.S.		volts/cm.	10^{-3} U.E.S.	
0,77	0,185	0,68	0,77	0,202	0,66
3,0	0,236	0,87	3,0	0,263	0,86
5,15	0,247	0,91	5,15	0,276	0,90
7,40	0,254	0,935	7,4	0,282	0,92
11,8	0,258	0,95	11,8	0,288	0,94
22,8	0,264	0,97	22,8	0,296	0,97
45,0	0,266	0,98	111	0,301	0,985
111	0,268	0,985	221	0,306	1
221	0,270	0,995	2200	0,306	1
2200	0,272	1,00			

Dans le cas de l'hydrogène, qui ne m'a donné aucune dissymétrie, je n'ai pas fait de mesures à 45°.

Ces résultats sont reportés sur les figures 16, 17 et 18. Toutes les courbes donnent la valeur du rapport $\frac{i}{I}$ du courant correspondant à un champ h au courant de saturation, en fonction du champ; elles sont ainsi toutes comparables. Pour chaque gaz, ces courbes sont tracées avec deux échelles différentes pour le champ. Les courbes I correspondent au cas où les rayons arrivent perpendiculairement au champ, les courbes II au cas où ils arrivent à 45° et les courbes III au cas où ils arrivent parallèlement au champ.

En outre, j'ai tracé sur ces figures les courbes de saturation correspondant à des rayons pénétrants (courbes IV) produisant *le même courant de saturation que les rayons α* . J'ai effectué ces mesures à l'aide d'un tube contenant un peu de bromure de radium que j'ai placé sur la plate-forme S; je réglais le courant en modifiant sa distance.

On voit, d'après ces résultats, que le phénomène de

recombinaison initiale est beaucoup plus marqué dans l'anhydride carbonique que dans l'air et dans l'air que dans l'hydrogène où il est extrêmement faible. D'autre part, il

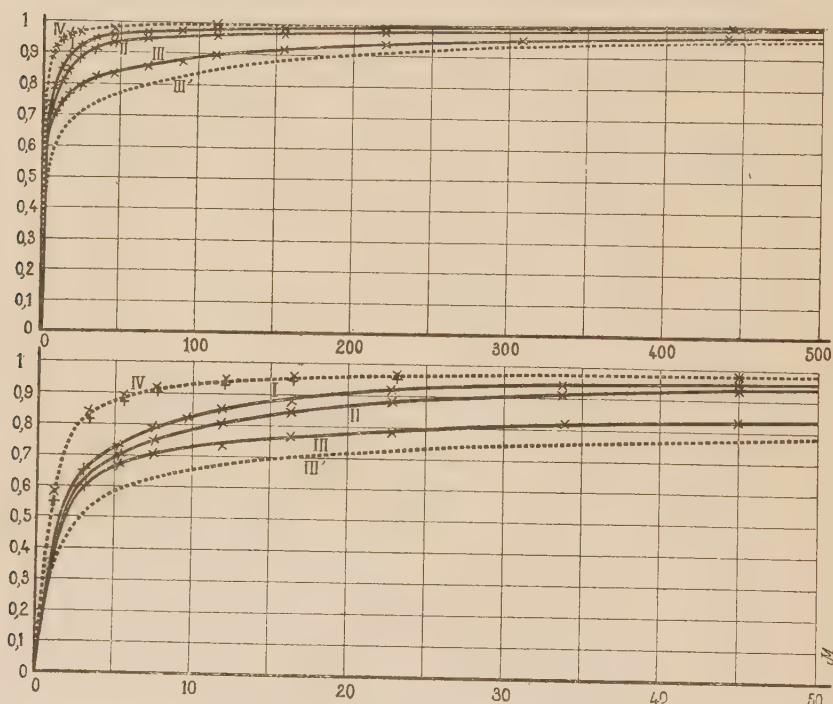


Fig. 16. — Courbes de saturation : Air, 750^{mm}, 16° C.

- I. Rayons α perpendiculaires au champ.
- II. Rayons α à 45°.
- III. Rayons α parallèles au champ.
- IV. Rayons pénétrants { $\times$ perpendiculaires au champ.
 + parallèles au champ.

existe une dissymétrie très nette entre les courbes obtenues pour les différentes directions du rayonnement par rapport au champ, dissymétrie qui est d'autant plus grande que le phénomène de recombinaison initiale est plus grand.

Le Tableau IX montre que dans l'air on retrouve cette dissymétrie sous une pression de 472^{mm} de mercure.

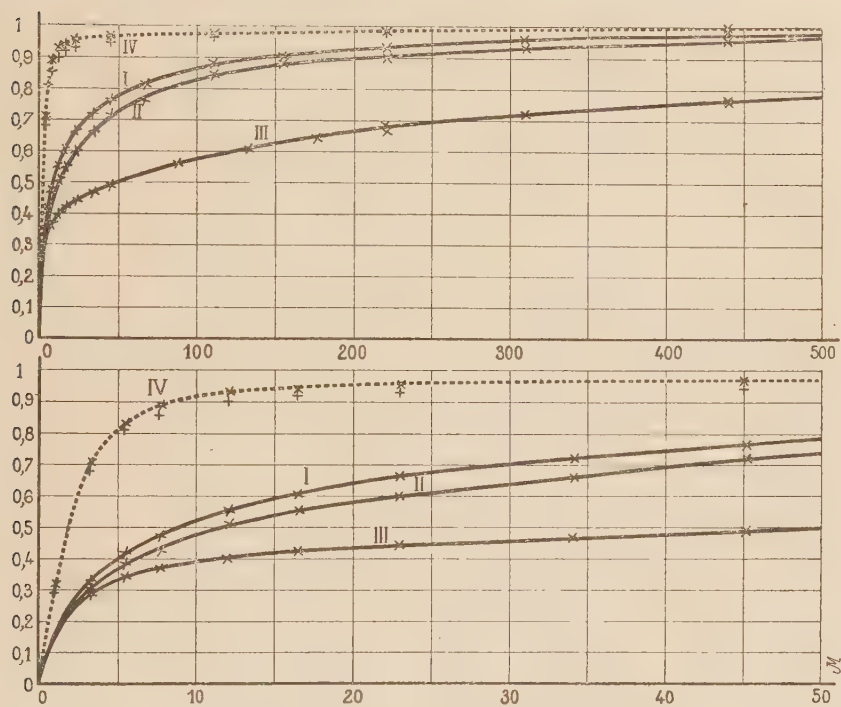


Fig. 17. — Courbes de saturations : CO_2 , 750^{mm}, 16°C.

- I. Rayons α perpendiculaires au champ.
- II. Rayons α à 45°.
- III. Rayons α parallèles au champ.
- IV. Rayons pénétrants $\left\{ \begin{array}{l} \times \text{ perpendiculaires au champ.} \\ + \text{ parallèles au champ.} \end{array} \right.$

Dans le cas de l'acide carbonique, la saturation est extrêmement difficile à atteindre et la batterie d'accumulateurs dont je disposais était insuffisante pour l'obtenir; il aurait été d'ailleurs dangereux pour l'appareil de lui faire supporter des différences de potentiel de l'ordre de 3000 volts. J'ai cherché à calculer le courant de saturation

à partir du courant de saturation obtenu quand les rayons arrivaient perpendiculairement au champ, ces deux courants devant être sensiblement les mêmes à la variation

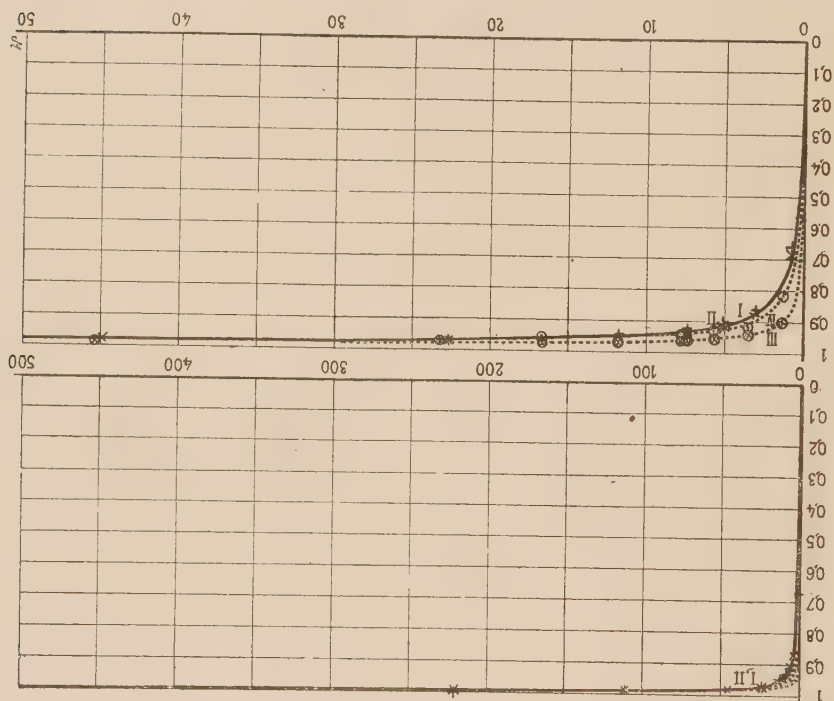


Fig. 18. — Courbes de saturation : H^2 , 750mm, 16°C.

- I. × Rayons α perpendiculaires au champ.
- II. + Rayons α parallèles au champ.
- III. ⊙ Rayons pénétrants perpendiculaires au champ.
- IV. ⊙ Rayons pénétrants parallèles au champ.

près de l'ouverture du faisceau qui résulte du rapprochement nécessité par l'interposition de la feuille d'aluminium. Toutefois, comme le parcours des rayons α du polonium est assez petit dans l'anhydride carbonique, une petite erreur de position de la lame active pouvait produire une modification sensible du courant.

TABLEAU IX. — *Air* (472^{mm} , 16°).

Champ. Volts/cm.	Rayons perpendiculaires au champ.	Rayons parallèles au champ.
	$\frac{i}{I}$	$\frac{i}{I}$
0,31	0,845	0,810
5,2	0,930	0,865
11,9	0,955	0,900
22,9	0,965	0,920
111	0,988	0,977
221	0,995	0,990
660	1,00	1,00

Pour cette raison, j'ai préféré calculer le courant de saturation par une autre méthode que j'indiquerai plus loin (n° 32) et qui m'a fourni un courant un peu plus petit (1,72) que le courant de saturation obtenu quand les rayons arrivaient perpendiculairement au champ (1,78); la valeur que j'ai adoptée (1,72) a plutôt tendance à diminuer la dissymétrie qu'à l'augmenter. L'écart entre ces deux valeurs n'est, d'ailleurs, que de 3,4 pour 100 et modifie peu la forme des courbes.

Dans le cas des rayons pénétrants, la même dissymétrie ne s'observe pas. Cependant, si l'on effectue les mesures avec les deux directions du champ (perpendiculaire ou parallèle au rayonnement), on n'obtient pas tout à fait la même courbe. Sur les figures 16, 17 et 18, j'ai indiqué, par des signes différents les points obtenus dans les deux cas. On voit que, contrairement à ce qui a lieu pour les rayons α , c'est l'hydrogène qui donne la dissymétrie la plus marquée. Il en résulte que cette dissymétrie doit plutôt provenir de l'action du rayonnement secondaire doux qui est plus intense quand les rayons viennent frapper directement les armatures. Ce rayonnement secondaire est ab-

sorbé au voisinage immédiat des armatures, surtout dans l'anhydride carbonique, et les ions qu'il y produit doivent être d'autant plus difficiles à extraire qu'ils en sont plus près et que la diffusion qui tend à les ramener vers les armatures est plus grande. On sait que, dans l'hydrogène, le coefficient de diffusion des ions est environ cinq fois plus grand que dans l'air.

30. *Relation entre les trois courbes.* — De la comparaison des trois courbes correspondant à un même gaz, on peut déduire des conclusions importantes au point de vue de la répartition initiale des ions.

Nous allons, pour cela, préciser l'hypothèse faite au début et admettre que la particule α laisse derrière elle une colonne d'ions très étroite par rapport à la longueur utilisée. De cette manière, un champ électrique rigoureusement longitudinal n'aura aucun effet pour disperser les ions, et seul un champ transversal, perpendiculaire à la file d'ions, pourra les séparer pour les soustraire à la recombinaison. Cette hypothèse est, *a priori*, légitime, car un champ longitudinal n'aura pour effet que de faire filtrer ces ions les uns à travers les autres, et cette filtration sera à peine commencée que l'agitation moléculaire aura déjà dispersé les différents ions de la colonne dans le sens latéral.

Nous admettrons donc que lorsque le champ électrique fait un angle α avec la trajectoire, la composante du champ perpendiculaire à la trajectoire agit seule pour modifier la recombinaison initiale, la composante longitudinale du champ n'ayant aucune action.

Quand la direction moyenne du rayonnement est perpendiculaire au champ électrique, une petite inclinaison du champ sur la trajectoire ne modifie que très peu le champ transversal, et le courant mesuré dans les expériences précédentes avec le champ perpendiculaire au rayon-

nement (courbes I) ne diffère que très peu de celui qu'on obtiendrait si cette perpendicularité était rigoureuse.

Si, maintenant, la direction du champ h fait un angle de 45° avec la trajectoire, la composante transversale de ce champ sera $\frac{h}{\sqrt{2}}$ et l'on devra obtenir, avec le champ h , le même manque de saturation (ou la même valeur de $\frac{i}{I}$) que celui qu'on obtenait, avec le champ $\frac{h}{\sqrt{2}}$ quand le champ était perpendiculaire aux rayons.

Ceci doit rester sensiblement exact par compensation quand les différentes trajectoires font, avec le champ, un angle voisin de 45° . Il doit donc être possible de calculer la courbe II en prenant, pour chaque valeur h du champ, la valeur de $\frac{i}{I}$ que fournit la courbe I pour un champ $\frac{h}{\sqrt{2}}$. Ceci ne doit, d'ailleurs, être exact que lorsque le champ est suffisant, pour que la recombinaison entre les ions qui sont pratiquement sortis des colonnes (recombinaison qui dépend uniquement du champ et de la forme du condensateur et non de l'inclinaison du champ sur les trajectoires) intervienne peu.

Dans les Tableaux VI et VII, j'ai porté à côté des valeurs de $\frac{i}{I}$ expérimentales correspondant à 45° , les valeurs de $\frac{i}{I}$ ainsi calculées. On voit que pour un champ assez grand, il y a un accord remarquable entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées.

31. Cet accord m'a engagé à prolonger le calcul pour le cas de la courbe III où les trajectoires des rayons font toutes, avec le champ, un angle plus ou moins petit, mais qui n'est pas nul. Par suite de l'inclinaison variée des différentes trajectoires et à cause de la forme de la courbe de saturation, il va s'introduire une complication assez

notable qui va nécessiter un calcul plus complet que celui qui permettait d'obtenir la courbe II à partir de la courbe I.

En effet, par suite de ces inclinaisons variées, la composante transversale du champ variera beaucoup avec la colonne d'ions considérée, et nous serons obligés d'effectuer une intégration pour avoir le courant total.

De plus, il faut tenir compte de ce que la diffusion tend à disperser les ions dans le sens transversal, c'est-à-dire à augmenter le diamètre des colonnes, et que, par suite, un certain nombre d'ions vont échapper à la recombinaison. En l'absence de champ, ces ions se recombieront soit entre eux, soit avec les ions de colonnes voisines, à peu près comme le feraient des ions uniformément répartis en volume.

En présence d'un champ électrique même parfaitement longitudinal, il doit donc sortir un certain nombre d'ions qui vont échapper à la recombinaison en colonnes et qui seront emportés par le champ, si ce champ est assez intense, tandis qu'ils disparaîtront par recombinaison avec les ions des colonnes voisines si le champ est petit. Or, pour une même valeur de la composante transversale du champ, le champ sera beaucoup plus grand dans le cas de la courbe III (où les trajectoires sont presque parallèles au champ) que dans le cas de la courbe I (où le champ est, en moyenne, perpendiculaire aux trajectoires). La recombinaison ultérieure des ions sortis des colonnes d'ions aura donc une grande influence dans le cas où le champ est perpendiculaire aux colonnes d'ions, d'autant plus qu'il favorise la filtration des ions provenant de différentes colonnes; elle n'aura qu'une influence tout à fait minime dans le cas de la courbe III, où le champ est, en moyenne, dix fois plus grand que sa composante transversale qui limite la recombinaison et où le mélange des ions provenant de différentes colonnes d'ions est gêné par le champ.

La courbe I ne peut donc fournir directement le nombre d'ions qui peuvent sortir d'une colonne d'ions sous l'influence d'un champ transversal donné : ses ordonnées sont trop petites pour les champs faibles.

La correction nécessaire ne peut s'effectuer que d'une manière assez grossière, mais suffisante pour avoir une idée de son ordre de grandeur. Pour obtenir cette correction, j'ai admis que les ions sortis des colonnes sous l'influence du champ et de la diffusion, se recombinaient ultérieurement comme le feraient des ions produits uniformément en volume par les rayons pénétrants; j'ai utilisé pour cela les courbes IV des figures 16 et 17. Par exemple, dans l'air, un champ de 10 volts par centimètre, permettant de recueillir 93 pour 100 des ions produits par les rayons pénétrants, nous admettrons que ce champ permettra de recueillir également 93 pour 100 des ions sortis des colonnes d'ions dans le cas des rayons α (courbe I). L'ordonnée de la courbe étant, pour ce champ, égale à 0,825 et cette ordonnée ne représentant que 0,93 des ions sortis des colonnes, il en résulte qu'il sort des colonnes d'ions une fraction $\frac{0,825}{0,93}$ du nombre d'ions total qu'elle contenait initialement et qui sont recueillis lorsque la saturation en dehors des colonnes est atteinte.

En divisant ainsi chaque ordonnée de la courbe I par l'ordonnée correspondante de la courbe IV, on obtient une nouvelle courbe qui représente la courbe de saturation que l'on obtiendrait si la recombinaison en colonnes existait seule. Elle fournit le rapport du nombre d'ions qu'un champ transversal h_t peut faire sortir d'une colonne au nombre total d'ions qu'elle contenait initialement. Cette courbe est assez délicate à tracer pour les champs inférieurs à 2 volts par centimètre; mais cette région de la courbe intervient peu. Il est facile de voir qu'elle ne doit pas passer par zéro et que son ordonnée

à l'origine représente la fraction du nombre d'ions total qui sort des colonnes sous l'influence de l'agitation thermique seule et qui vont se mélanger ensuite aux ions des colonnes voisines.

Ces ordonnées à l'origine sont respectivement de l'ordre de 0,73 et 0,43, pour l'air et pour l'acide carbonique ⁽¹⁾.

La correction ainsi effectuée est certainement peu exacte pour les champs faibles, mais elle est très suffisante en ce sens que les courbes ne sont réellement intéressantes que pour les champs intenses, où elle n'intervient plus que très peu, comme on le verra par la suite.

Ceci posé, supposons qu'on connaisse la répartition des différentes particules en fonction de l'angle que fait leur trajectoire avec le champ, c'est-à-dire avec la normale à la lame active. Si dn est le nombre de particules qui arrivent en faisant avec le champ un angle compris entre α et $\alpha + d\alpha$ [$dn = f(\alpha) d\alpha$], les colonnes d'ions qu'elles produisent seront soumises à un champ transversal d'intensité $h_t = h \sin \alpha$ et si i_1 est l'ordonnée de la courbe I corrigée qui correspond à ce champ h_t , ces dn particules fourniront un courant

$$di = i_1 dn = i_1 f(\alpha) d\alpha$$

et le courant total sera, à un facteur constant près,

$$i = \int i_1 dn,$$

(1) La différence entre l'unité et ces rapports représente la fraction du nombre total d'ions qui se recombinent en l'absence de champ. Ces différences sont respectivement de l'ordre 0,27 et 0,57. Or, les rapports ϵ (du nombre de recombinaisons au nombre de chocs entre ions des deux signes) de M. Langevin sont pour ces deux gaz, 0,27 et 0,51. Sans attacher trop d'importance à cette coïncidence, on peut remarquer que tout se passe comme si les ions effectuaient entre eux une rencontre avant d'être emportés par diffusion hors de la colonne initiale.

puisque chaque colonne d'ions contient initialement, dans la partie utile, le même nombre d'ions.

Le courant de saturation, pour $h = \infty$, s'obtiendra en faisant $i_1 = 1$ et l'on aura :

$$i_{III} = \frac{\int i_1 dn}{\int dn} = \frac{\int i_1 f(\alpha) d\alpha}{\int f(\alpha) d\alpha}.$$

Le calcul de la courbe de saturation III se ramène donc au calcul de la fonction

$$\frac{dn}{d\alpha} = f(\alpha).$$

Nous supposerons que les particules lancées par la lame active dans toutes les directions se meuvent en ligne droite rigoureusement, et que le nombre de particules qui peuvent être réfléchies par les bords du tube est négligeable (*voir* n° 7).

Si N est le nombre de particules qui sont lancées uniformément ⁽¹⁾ dans l'angle solide 4π par l'unité de surface de la lame, un élément de surface ds en envoie dans l'angle solide $d\omega$ un nombre

$$\frac{N ds}{4\pi} d\omega.$$

Nous allons prendre, comme variables, l'angle α que fait la direction considérée avec la normale ON (*fig.* 19) et l'angle θ que fait le plan normal passant par cette direction avec un plan normal origine (NOP).

L'angle solide $d\omega$ sera compris entre deux plans normaux à la lame qui font entre eux un angle $d\theta$ et entre deux cônes d'axe ON dont les demi-angles au sommet

⁽¹⁾ M. Rutherford a montré, à différentes reprises et en particulier par la méthode de numération, qu'une couche active très mince émet ses particules uniformément dans toutes les directions.

sont α et $\alpha + d\alpha$. Cet élément d'angle solide découpe sur une sphère de rayon R un élément de surface $dx dy$, et l'on a

$$dx = R \sin \alpha d\theta,$$

$$dy = R d\alpha,$$

de sorte que

$$d\omega = \frac{dx dy}{R^2} = \sin \alpha d\alpha d\theta.$$

Le nombre de particules projetées dans la direction (α, θ) sera donc

$$d^2 n = \frac{N}{4\pi} \sin \alpha d\alpha d\theta ds.$$

I. Dans le cas où l'on *canalise les rayons à l'aide de*

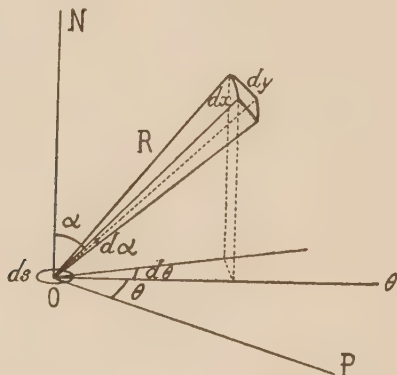


Fig. 19.

tubes cylindriques, ces tubes interviennent par ce fait qu'ils limitent le champ d'intégration par rapport à ds , ce champ d'intégration étant d'ailleurs fonction de α et de θ dans le cas le plus général.

Les particules émises dans la direction (α, θ) ne pourront sortir que si elles passent librement par l'ouverture supérieure. Ceci arrivera pour celles qui sont émises (dans cette direction) par tous les éléments de surface qui font partie de la surface commune à la surface

(active) de base inférieure du cylindre et à la projection oblique, sur le plan de cette base, dans la direction (α, θ) de sa surface de base supérieure. L'intégration par rapport à ds s'étendra alors à tous les éléments de surface contenus dans cette partie commune. Comme la couche active est supposée uniforme, l'intégration par rapport à ds seul donnera, en appelant s la surface de cette partie commune,

$$d^2 n = \frac{N}{4\pi} \sin \alpha s \, d\alpha \, d\theta.$$

Dans le cas où la *section du cylindre est circulaire*, cette surface s est égale au double de la surface du

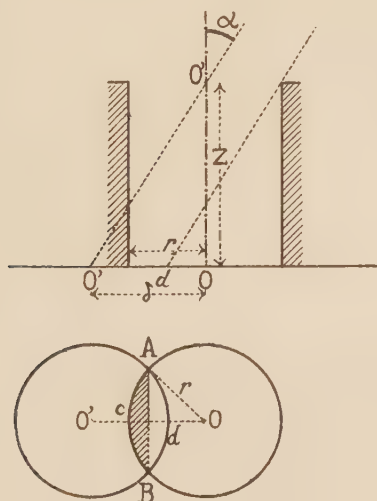


Fig. 20.

segment de cercle ABc (fig. 20). Soient r le rayon du cercle et z la hauteur du tube; la distance des centres du cercle inférieur et de la projection oblique du cercle supérieur est

$$\delta = z \tan \alpha,$$

et, tous calculs faits, on obtient, pour la surface s ,

$$s = 2r^2 \left[\arccos \frac{\delta}{2r} - \frac{\delta}{2r} \sqrt{1 - \left(\frac{\delta}{2r}\right)^2} \right].$$

Or,

$$\frac{\delta}{2r} = \frac{z}{2r} \tan \alpha;$$

s ne dépend donc que de r^2 , proportionnel à la surface de base, et du rapport $\frac{z}{2r}$ que nous avons déjà appelé *rapport de canalisation*. Soit ρ ce rapport, il vient, en remplaçant,

$$d^2 n = \frac{N \sin \alpha}{2\pi} r^2 [\arccos(\rho \tan \alpha) - \rho \tan \alpha \sqrt{1 - \rho^2 \tan^2 \alpha}] d\alpha d\theta$$

Nous pouvons maintenant intégrer par rapport à θ de 0 à 2π , et en remarquant que πr^2 est égal à la surface active, on obtient

$$dn = \frac{\mathcal{N}}{\pi} \sin \alpha [\arccos(\rho \tan \alpha) - \rho \tan \alpha \sqrt{1 - \rho^2 \tan^2 \alpha}] d\alpha,$$

en appelant $\mathcal{N}$ le nombre total de particules qui sont émises dans toutes les directions par la surface active de base.

Cette relation donne la loi de répartition des particules α en fonction de l'angle que fait leur trajectoire avec la normale. La courbe de la figure 6, calculée d'après cette formule, donne les valeurs de $\frac{dn}{d\alpha} \frac{\pi}{\mathcal{N}}$ en fonction de α , pour un rapport de canalisation $\rho = 5$. On voit que la direction d'émission la plus probable fait un angle de 5° avec la normale.

Le cas d'un cylindre à base rectangulaire se traiterait de même, mais l'intégration par rapport à θ serait plus compliquée parce que s serait fonction de θ . Ce cas est d'ailleurs un cas particulier du suivant.

II. Nous allons examiner maintenant le cas qui nous intéresse, où les rayons ne sont canalisés que dans un seul sens par des lames et sont canalisés dans l'autre sens par le fait que le condensateur et la lame active ont des dimensions limitées:

Le nombre de particules émises dans la direction (α, θ) par un élément de surface ds est toujours

$$d^3 n = \frac{N}{4\pi} \sin \alpha \, d\alpha \, d\theta \, ds.$$

Nous allons d'abord, comme dans le cas précédent, intégrer par rapport à ds en laissant constants α et θ . Pour

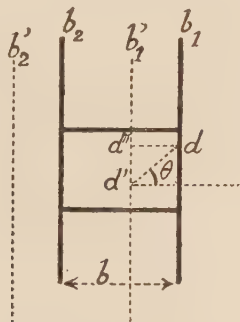


Fig. 21.

cela, nous allons projeter sur la lame active dans la direction (α, θ) : 1° les bords des lames canalisatrices; 2° les bords de la partie utile du condensateur que nous supposerons infiniment mince par rapport à sa distance D à la couche active.

1° Les bords supérieurs des lames canalisatrices b_1 et b_2 viendront se projeter en b'_1 , b'_2 (fig. 21). Le point D de l'un de ces bords qui se projetait normalement en d viendra se projeter en d' et

$$dd' = z \tan \alpha,$$

ou, puisque α est toujours petit,

$$dd' = z\alpha.$$

La surface utile aura diminué, dans le sens perpendiculaire aux lames, de

$$dd'' = dd' \cos \theta,$$

si l'on prend, comme plan origine ($\theta = 0$), le plan normal perpendiculaire aux lames. Si b est la distance des deux lames, la largeur utile sera devenue, pour la direction considérée,

$$b - z\alpha \cos \theta.$$

2° Dans le sens perpendiculaire, la partie utile du condensateur, de largeur c , qui se projetait dans la direction normale en $c_1 c_2$, vient maintenant se projeter, dans la direction (α, θ) , en $c'_1 c'_2$ et, si la largeur a de la lame active est plus petite que c (ce qui avait lieu dans mes expériences), il faut considérer deux cas, suivant que la projection c'_1 vient tomber sur la lame active ou en dehors.

Un point M du bord 1 du condensateur situé à une

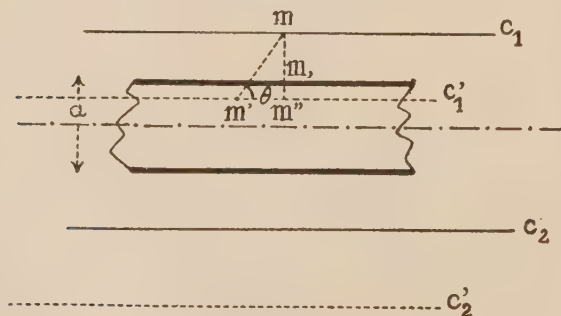


Fig. 22.

hauteur D qui, dans la direction normale, se projetait en m (fig. 22), vient maintenant se projeter en m' et

$$mm' = D \tan \alpha = D\alpha.$$

Le déplacement de la projection de c_1 est

$$mm'' = mm' \sin \theta$$

ou

$$mm'' = D\alpha \sin \theta.$$

a. Tant que $mm'' < \frac{c-a}{2}$, c'est-à-dire $D\alpha \sin \theta < \frac{c-a}{2}$, c'_1 tombe en dehors de la lame active et, la largeur utile de cette dernière restant constante, sa surface utile est

$$(1) \quad s_1 = a(b - z \cos \theta).$$

b. Quand $D\alpha \sin \theta > \frac{c-a}{2}$, la largeur utile de la lame diminue de $m''m_1$, c'est-à-dire de

$$mm'' - \frac{c-a}{2} \quad \text{ou} \quad D\alpha \sin \theta - \frac{c-a}{2}$$

et elle devient

$$a - \left(D\alpha \sin \theta - \frac{c-a}{2} \right)$$

ou

$$\frac{c+a}{2} - D\alpha \sin \theta.$$

La surface utile est alors

$$(2) \quad s_2 = (b - z \cos \theta) \left(\frac{a+c}{2} - D\alpha \sin \theta \right).$$

Cette surface est positive tant que

$$(3) \quad b > z \cos \theta \quad \text{et que} \quad \frac{a+c}{2} > D\alpha \sin \theta.$$

Si l'une de ces inégalités s'inverse, la surface devient négative, ce qui n'a pas ici de sens physique et il va falloir effectuer l'intégration par rapport à θ dans des limites convenables. Il faudra limiter le domaine d'intégration aux valeurs de θ qui annulent la surface.

c. L'intégration doit s'effectuer pour 1 tour complet, mais on peut ne l'effectuer que pour 1 quadrant à la con-

dition de multiplier par 4 et l'on aura

$$d^2 n = \frac{N}{\pi} \sin \alpha \, d\alpha \int_{1 \text{ quadrant}} s \, d\theta.$$

La surface s sera positive tant que la condition (3) sera satisfaite, c'est-à-dire, tant que l'on aura

$$\cos \theta < \frac{b}{z\alpha}$$

et

$$\sin \theta < \frac{\alpha + c}{2D\alpha};$$

$\frac{b}{z}$ et $\frac{\alpha + c}{2D}$ sont des rapports analogues à l'inverse du rapport de canalisation et, pour simplifier l'écriture, nous poserons

$$\frac{b}{z} = k \quad \text{et} \quad \frac{\alpha + c}{2D} = K.$$

La condition (3) peut alors s'écrire, en remplaçant $\cos \theta$ par $\sin \theta$,

$$(3') \quad \sqrt{1 - \left(\frac{k}{\alpha}\right)^2} < \sin \theta < \frac{K}{\alpha}.$$

Cette double condition pourra être réalisée tant que

$$\sqrt{1 - \left(\frac{k}{\alpha}\right)^2} < \frac{K}{\alpha}$$

ou

$$\alpha < \sqrt{K^2 + k^2},$$

α ne pourra donc varier qu'entre 0 et $\sqrt{K^2 + k^2}$.

La condition (3') conduit à des limites d'intégration qui dépendent des valeurs de α :

1° Quand $\alpha < k$, $\frac{k}{\alpha} > 1$ et $\sin \theta$ a pour limite inférieure 0 ;

2° Quand $\alpha > k$, la *limite inférieure* de θ devient

$$\arcsin \sqrt{1 - \frac{k^2}{\alpha^2}};$$

3° Quand $\alpha < K$, $\sin \theta$ a pour *limite supérieure* 1

$$\left(\theta = \frac{\pi}{2} \right);$$

4° Quand $\alpha > K$, θ a pour *limite supérieure*,

$$\arcsin \frac{K}{\alpha}.$$

Il est facile de voir à quoi correspondent ces différentes conditions.

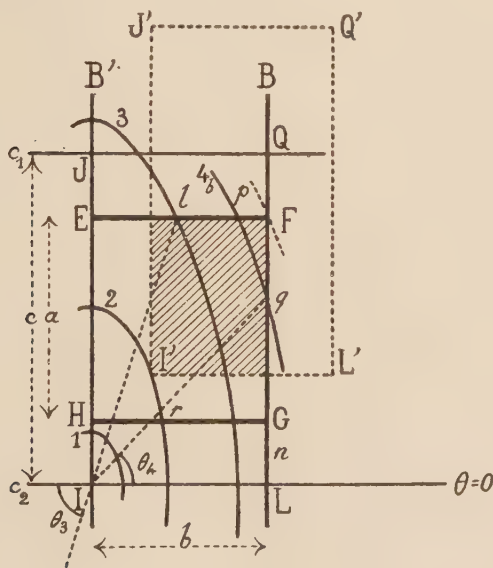


Fig. 23.

Soit EFGH (fig. 23) le rectangle recouvert de matière active limité sur la lame de largeur α par les lames

canalisatrices B et B'. Soit IJQL le rectangle projeté normalement ayant pour côtés b et c . Si la projection s'effectue dans une direction oblique par rapport à la normale, ce rectangle IJQL se déplace parallèlement à lui-même et, pour la direction α, θ , il vient en I'J'Q'L'. Quand θ varie seul, les différents sommets I', J', Q' et L' se déplacent sur des ellipses ⁽¹⁾ dont les centres respectifs sont I, J, Q, L.

Quand θ varie de 0 à $\frac{\pi}{2}$, la surface utile de la lame active est celle qui est couverte de hachures et elle existe tant que le sommet I' est à l'intérieur du rectangle IEFL; quand θ varie entre $\frac{\pi}{2}$ et π , c'est le sommet L' qui passe à l'intérieur de ce rectangle et ainsi de suite.

La condition $\alpha < k$ s'applique au cas où I' se déplace sur une ellipse qui coupe IL entre I et L (ellipses 1, 2 et 3); il y a toujours une surface commune même quand $\theta = 0$. Quand cette ellipse coupe IL plus loin que L (4), $\alpha > k$, il n'y a pas de surface commune tant que $\theta < \theta_4$, tant que I' n'est pas arrivé en q .

Les mêmes remarques s'appliquent aux limites supérieures. Tant que $\alpha < K$, l'ellipse rencontre IE entre I et E (1 et 2) et la limite supérieure de θ est $\frac{\pi}{2}$. Quand $\alpha > K$, l'ellipse (3 et 4) coupe IE plus loin que E et, pour le cas de l'ellipse 3, la limite supérieure de θ sera atteinte pour l'angle θ'_3 qui correspond au moment où le point I' sort en l .

Finalement, quand $\alpha = \sqrt{K^2 + k^2}$, I' passe en F et pour $\alpha > \sqrt{K^2 + k^2}$, la surface commune est toujours nulle.

En dehors de ces limites, une discontinuité a lieu pour

⁽¹⁾ Ces ellipses sont engendrées par les traces sur le plan de base de droites d'inclinaison constante assujetties à se déplacer en restant appuyées sur deux droites rectangulaires, parallèles au plan de base et situées à des hauteurs différentes.

la valeur

$$(b) \quad \sin \theta = \frac{c - a}{2D\alpha}$$

à partir de laquelle s est donné par la relation 2.

Posant

$$\frac{c - a}{2D} = K_1,$$

cette valeur critique de θ devient

$$\sin \theta = \frac{K_1}{\alpha}.$$

Tant que $\alpha < K_1$, la surface est donnée par la formule (1), ce qui correspond au cas où l'ellipse coupe IH entre I et H (ellipse 1).

Quand $\alpha > K_1$, I' rencontre HG (ellipse 2) et, à partir de l'angle $\theta_2 = \arcsin \frac{K_1}{\alpha}$ qui correspond au point P, il faut remplacer dans l'intégrale la surface s_1 par la surface s_2 .

d. Les valeurs critiques de α sont k , K_1 et K . On a toujours $K_1 < K$, mais il faut considérer trois cas suivant que k est plus petit ou plus grand que K_1 ou K .

Nous n'en considérerons qu'un seul, celui qui correspond à mes expériences où k était plus grand que K_1 .

Nous supposons donc que

$$0 < K_1 < K < k < \sqrt{K^2 + k^2}.$$

1° $0 < \alpha < K_1$. — Les limites générales de θ sont 0 et $\frac{\pi}{2}$. D'autre part la condition $\sin \theta < \frac{K_1}{\alpha}$ étant toujours réalisée, on aura

$$dn = \frac{N}{\pi} \sin \alpha \, d\alpha \int_0^{\frac{\pi}{2}} s_1 \, d\theta$$

(Cas de l'ellipse 1).

2° $K_1 < \alpha < K$. — Les limites générales sont toujours 0 et $\frac{\pi}{2}$, mais la discontinuité se produit pour $\theta = \arcsin \frac{K_1}{\alpha}$ et l'on a

$$dn = \frac{N}{\pi} \sin \alpha \, d\alpha \left(\int_0^{\arcsin \frac{K_1}{\alpha}} s_1 \, d\theta + \int_{\arcsin \frac{K_1}{\alpha}}^{\frac{\pi}{2}} s_2 \, d\theta \right)$$

(Cas de l'ellipse 2).

3° $K < \alpha < k$. — La limite inférieure est toujours 0 mais la limite supérieure devient $\arcsin \frac{K}{\alpha}$

$$dn = \frac{N}{\pi} \sin \alpha \, d\alpha \left(\int_0^{\arcsin \frac{K_1}{\alpha}} s_1 \, d\theta + \int_{\arcsin \frac{K_1}{\alpha}}^{\arcsin \frac{K}{\alpha}} s_2 \, d\theta \right)$$

(Cas de l'ellipse 3).

4° $k < \alpha < \sqrt{K^2 + k^2}$. — La limite inférieure est maintenant $\arccos \frac{k}{\alpha}$ et deux cas sont à considérer suivant que cette limite inférieure est plus petite ou plus grande que $\arcsin \frac{K_1}{\alpha}$.

4a. Si

$$\arccos \frac{k}{\alpha} < \arcsin \frac{K_1}{\alpha},$$

c'est-à-dire si

$$\alpha < \sqrt{K_1^2 + k^2},$$

$$dn = \frac{N}{\pi} \sin \alpha \, d\alpha \left(\int_{\arccos \frac{k}{\alpha}}^{\arcsin \frac{K_1}{\alpha}} s_1 \, d\theta + \int_{\arcsin \frac{K_1}{\alpha}}^{\arcsin \frac{K}{\alpha}} s_2 \, d\theta \right).$$

(L'ellipse passerait entre G et L. Cette intégrale ne s'applique que dans des limites très restreintes de α .)

4b. Quand

$$\alpha > \sqrt{K_1^2 + k^2},$$

la première intégrale disparaît et

$$dn = \frac{N}{\pi} \sin \alpha \, d\alpha \int_{\arccos \frac{k}{\alpha}}^{\arcsin \frac{K}{\alpha}} s_2 \, d\theta$$

(Cas de l'ellipse 4_b).

e. Les intégrales $\int s_1 \, d\theta$ et $\int s_2 \, d\theta$ se calculent facilement. Elles donnent

$$\int s_1 \, d\theta = ab\theta - \frac{ab}{k} \alpha \sin \theta$$

$$\int s_2 \, d\theta = \frac{b(a+c)}{2} \left(\theta - \frac{\alpha}{k} \sin \theta + \frac{\alpha}{K} \cos \theta - \frac{\alpha^2}{4Kk} \cos 2\theta \right).$$

Les expressions qui permettent de calculer dn dans les différents cas, sont alors faciles à écrire. Elles permettent de calculer la courbe

$$\frac{dn}{d\alpha} = f(\alpha).$$

J'ai effectué ce calcul pour quelques valeurs de D.

Dans les expériences dont les résultats ont été donnés ci-dessus, la distance D de la lame active à l'axe du condensateur était de $2^{\text{cm}}, 3$. Les autres dimensions de l'appareil ont déjà été indiquées.

Le résultat de ce calcul pour $D = 2^{\text{cm}}, 3$ est donné par la courbe marquée ∞ de la figure 24. Cette courbe donne les valeurs de $y = \frac{\pi}{N} \frac{dn}{d\alpha}$.

Le calcul de la courbe de saturation III s'effectue alors de la manière suivante : pour une valeur donnée du champ h , la composante du champ perpendiculaire à la trajectoire est égale à $h\alpha$. Il suffit alors, comme on l'a vu plus haut, de multiplier, pour différentes valeurs de α , l'ordonnée i_1 de la courbe I corrigée qui correspond au champ $h\alpha$, par l'ordonnée y correspondante de la courbe ci-dessus. On obtient ainsi de nouvelles courbes qui repré-

sentent les produits $i_1 y$ en fonction de α pour différentes valeurs du champ. J'ai tracé un certain nombre de ces courbes sur la figure 24; elles se rapportent à l'anhydride carbonique; le champ h correspondant est indiqué à côté de chacune d'elles en volts par centimètre.

Le courant total produit par le champ h est proportionnel à la surface de la courbe ainsi tracée, d'après ce qu'on

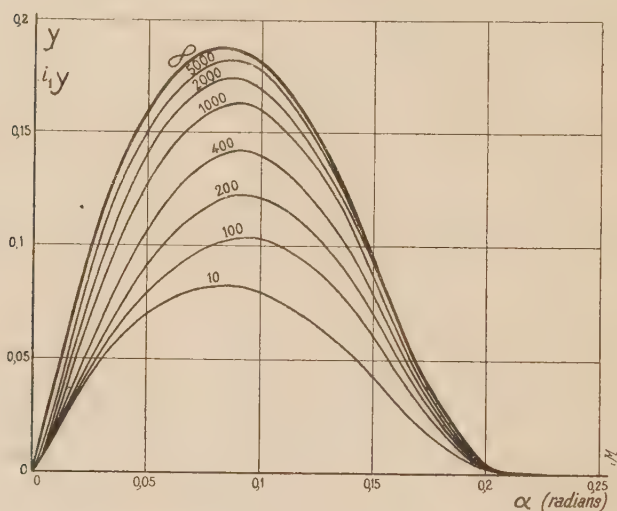


Fig. 24.

a vu plus haut, puisque

$$i_h = \int i_1 dn = \frac{N}{\pi} \int i_1 y d\alpha.$$

L'ordonnée de la courbe III sera simplement

$$i_{III} = \frac{\int i_1 y d\alpha}{\int y d\alpha} = \frac{\text{surface courbe } h}{\text{surface courbe } \infty}.$$

32. Les deux courbes de saturation ainsi calculées

pour l'air et pour l'anhydride carbonique sont tracées dans la figure 25. Pour l'air, la saturation serait atteinte pour un champ de l'ordre de 1500 volts par centimètre tandis que, pour l'anhydride carbonique, il faudrait un champ de l'ordre de 8 à 10000 volts par centimètre.

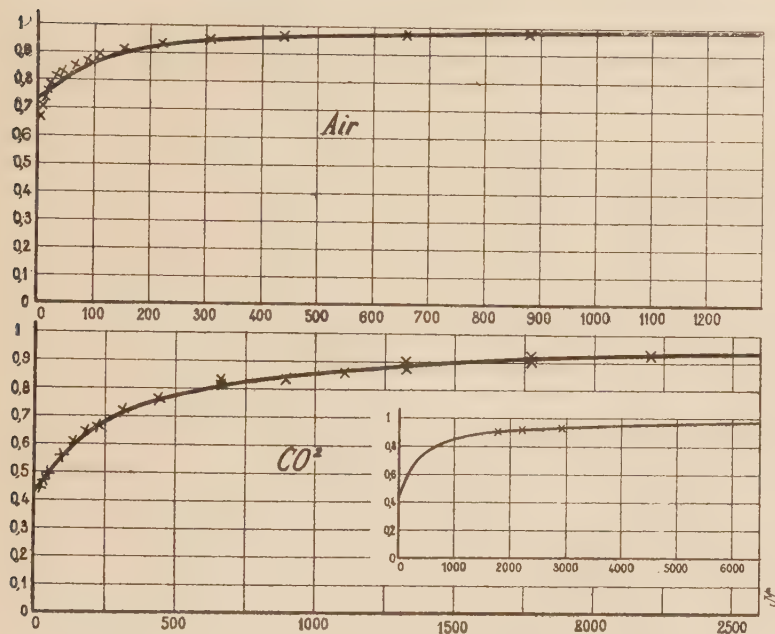


Fig. 25. — Courbes de saturation pour les rayons α parallèles au champ calculées à partir des courbes obtenues avec les rayons α perpendiculaires au champ. — $\times$ Valeurs expérimentales.

On peut remarquer que ces deux courbes ne passent pas par l'origine. Cela tient à ce que, par suite de la correction qui a été faite, elles se rapportent au phénomène de recombinaison en colonnes. Il faudrait, pour les champs faibles, tenir compte de la recombinaison ultérieure des ions dispersés par la diffusion et par le champ, mais comme elle n'intervient que pour des champs inférieurs à

100 ou 200 volts par centimètre pour lesquels la courbe est très incertaine, j'ai jugé inutile de chercher à effectuer une correction. Elle serait d'ailleurs beaucoup plus délicate que celle qui a été faite sur la courbe I, puisque le champ gêne le mélange des ions des différentes colonnes, ce qui doit diminuer la recombinaison en dehors de ces colonnes.

On peut se faire une idée du champ à partir duquel l'incertitude de la correction devient négligeable. La figure 24 montre que les courbes utilisées pour les intégrations passent par un maximum pour un angle voisin de $0,09$ en moyenne. La correction étant de l'ordre de 5 pour 100 pour un champ transversal de 15 et 20 volts par centimètre, respectivement, pour l'air et pour CO_2 (fig. 16 et 17), elle a une influence de l'ordre de 5 pour 100 à partir d'un champ de 170 et 220 volts par centimètre sur les courbes de la figure 25. On verrait de même que son influence devient inférieure à 2 pour 100 à partir d'un champ de 500 volts : cm pour l'air, et 1000 volts : cm pour CO_2 .

Les points qui figurent sur les courbes sont les points expérimentaux qui avaient servi à tracer les courbes III des figures 16 et 17 ⁽¹⁾. On voit que l'accord est très bon dès que le champ est suffisant pour que la correction assez incertaine que j'ai fait subir à la courbe I n'intervienne plus que très peu.

Pour l'acide carbonique, ne connaissant pas le courant de saturation, j'ai tracé la courbe du logarithme du courant en fonction du champ et j'ai porté sur une feuille de papier calque les logarithmes des courants mesurés en fonction du champ. J'ai alors amené, par simple translation suivant l'axe des ordonnées, les points à se placer aussi bien que

⁽¹⁾ La longueur utile de la lame de polonium était telle que les rayons les plus obliques émis par les cellules canalisatrices extrêmes, dans le plan vertical parallèle à la lame, rencontrent la bande c. Autrement, le calcul s'appliquerait mal.

possible sur la courbe et le déplacement m'a fourni immédiatement le logarithme du courant de saturation puisque

$$\log i_{III} = \log i - \log I.$$

J'ai obtenu ainsi 1,72 pour la valeur du courant de saturation; c'est cette valeur qui a été adoptée pour tracer la courbe III (*fig.* 17).

On calculerait facilement, par une méthode analogue, la forme de la courbe de saturation, pour le cas où l'on place la substance active sur l'un des plateaux d'un condensateur. On voit immédiatement que cette courbe doit dépendre de la distance des plateaux quand cette distance est inférieure au parcours des rayons α , puisque l'importance relative des trajectoires obliques et des trajectoires voisines de la normale varie. La saturation sera facile si les plateaux sont très rapprochés, parce que l'ionisation due aux trajectoires obliques prédominera; elle sera relativement plus difficile si les plateaux sont distants de quelques centimètres.

33. Il résulte de l'accord entre les courbes de saturation II et III calculées et les courbes expérimentales que l'hypothèse qui a été faite au début est exacte. Initialement *les ions sont répartis en colonnes et la recombinaison initiale s'exerce entre tous les ions d'une même colonne.*

La recombinaison entre les ions provenant d'un même atome qu'imaginaient MM. Bragg et Kleeman n'intervient pas puisque, dans ce cas, la direction du champ par rapport à la trajectoire n'ayant aucune influence, il aurait été impossible de calculer les courbes II et III en admettant que le champ électrique perpendiculaire aux colonnes d'ions agit seul.

34. *Influence de la nature du gaz.* — L'hypothèse qui précède peut permettre de prévoir d'une manière approchée comment doit varier la recombinaison initiale ou le manque de saturation avec la nature du gaz.

Les courbes correspondant aux trois gaz étudiés ont été tracées pour la même distance de la lame active au condensateur, ce qui les rend faciles à comparer, puisque dans chaque cas, les rayons conservent la même inclinaison par rapport au champ.

Toutefois, dans l'anhydride carbonique, le parcours est plus petit que dans l'air et la position du condensateur par rapport à la lame était sensiblement celle pour laquelle le manque de saturation est maximum, ce qui n'avait pas lieu pour l'air. Mais, nous savons comment varie le manque de saturation avec la distance, tout au moins dans l'air et il nous est facile de faire subir la correction nécessaire à la courbe de l'air.

D'après ce qui a été dit plus haut (n° 21), le rapport des manques de saturation pour deux régions différentes de la courbe d'ionisation et pour une même valeur du champ ne dépend que des densités de l'ionisation produite dans ces deux régions. Pour trouver la courbe qui correspondrait, dans le cas de l'air, à la région du maximum d'ionisation, il faudra augmenter dans un même rapport toutes les portions d'ordonnées comprises entre la droite d'ordonnée 1 et la courbe, ces portions d'ordonnées représentant précisément le manque de saturation $\left(1 - \frac{i}{I}\right)$.

En tenant compte de ce que l'épaisseur du condensateur est de 4^{mm}, j'ai trouvé, à l'aide des courbes de la figure 10, que cette correction conduit à augmenter de 40 pour 100 environ le manque de saturation, ce qui conduit à la courbe III' (*fig.* 16).

Malgré cela, le manque de saturation, pour une même valeur du champ, est beaucoup plus grand pour l'anhy-

dride carbonique que pour l'air. Il resterait négligeable dans le cas de l'hydrogène où la courbe des rayons α diffère peu de celles des rayons pénétrants.

Cette différence entre les trois gaz doit tenir à ce que, dans le gaz carbonique, les ions sont plus rapprochés que dans l'air (puisque le parcours des rayons α y est plus petit); à ce que la recombinaison est plus marquée dans ce gaz que dans l'air et à ce que la diffusion y est plus faible.

Nous pouvons calculer quel doit être l'ordre de grandeur du rapport des manques de saturation dans deux gaz différents (1) et (2), pour une même valeur du champ électrique et pour une même température.

Si n représente la densité en volume des charges positives et négatives, la quantité d'électricité dn qui *disparait* pendant le temps dt est

$$\frac{dn}{dt} = \alpha n^2$$

ou

$$\frac{dn}{n} = \alpha n dt,$$

et si le manque de saturation m est assez petit, on pourra écrire, avec une approximation plus que suffisante pour ce genre de calcul :

$$m = \frac{\Delta n}{n} = \alpha n t.$$

Les ions seront, au bout d'un certain temps, à des distances d'autant plus grandes que leur coefficient de diffusion est plus grand et que leur mobilité est plus grande. Or, le coefficient de diffusion et la mobilité sont des grandeurs toujours proportionnelles puisque leur rapport ne dépend que de la charge de l'ion. On pourra donc dire, en première approximation, que, au bout de ce temps, les ions se seront écartés latéralement à des distances proportionnelles à leur mobilité (sous l'influence du champ transversal et de la diffusion) et avec des répartitions semblables dans

les différents gaz. Dans le sens même des colonnes, la répartition des ions étant pratiquement uniforme, il ne se produit aucune diffusion et les ions sont, dans cette direction, à des distances inversement proportionnelles au nombre d'ions que produit la particule α par unité de longueur de sa trajectoire. Comme d'ailleurs, les courbes d'ionisation dans l'air et dans l'anhydride carbonique sont peu différentes, nous pouvons admettre que, à des distances équivalentes de la lame, c'est-à-dire à des distances correspondant à la même fraction du parcours, la densité linéaire de l'ionisation le long de la trajectoire est proportionnelle au rapport du nombre d'ions total N , produits par la particule le long de son parcours, à ce parcours P .

Il s'ensuit que la densité en volume n sera proportionnelle à chaque instant à

$$\frac{N}{P} \frac{1}{k^2}$$

et l'on aura, pour le rapport des manques de saturation dans les gaz 1 et 2,

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \frac{N_2}{N_1} \frac{P_1 k_1^2}{P_2 k_2^2}.$$

Or, $\frac{\alpha}{k}$ est proportionnel au rapport ε de M. Langevin et

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{N_2}{N_1} \frac{P_1 k_1}{P_2 k_2}.$$

Si l'un des gaz est de l'air, par exemple le gaz 1, $\frac{P_1}{P_2}$ est le pouvoir d'arrêt du gaz 2, soit s_2 .

D'autre part, N_1 et N_2 sont du même ordre (voir Tableau II), et il vient :

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} s_2 \frac{k_1}{k_2}.$$

Pour l'air

$$k_1 = 1,5, \quad \varepsilon_1 = 0,27.$$

Pour CO_2

$$k_2 = 0,8, \quad \varepsilon_2 = 0,5 \quad s_2 = 1,5$$

et

$$\frac{m_2}{m_1} = 5,2.$$

Pour 500 volts par centimètre, la courbe de l'acide carbonique donne $m_2 = 0,22$. Il s'ensuit que pour l'air on doit avoir $m_1 = 0,042$ et la valeur expérimentale est environ 0,04.

Pour 1760 volts : cm, le Tableau IX donne $m_2 = 0,08$, d'où $m_1 = 0,015$. Le Tableau VIII donne pour ce champ 0,005, ce qui avec la correction fournirait 0,007.

L'accord est suffisant étant donnée l'approximation assez grossière du calcul.

On peut chercher à étendre ceci à l'hydrogène, bien que la courbe d'ionisation de ce gaz soit différente de celle des autres gaz. Pour l'hydrogène, $k = 7,5$; $\varepsilon =$ environ 0,1; $s = 0,24$. Avec ces données

$$\frac{m_2}{m_1} = 0,02.$$

Pour l'air, avec un champ de 100 volts par centimètre $m_1 = 0,115$ et il s'ensuit que $m_2 = 0,0023$, soit un courant égal à 0,9987 du courant de saturation. Au point de vue de la recombinaison initiale, on doit avoir la saturation pour 100 volts.

CONCLUSION.

L'ionisation que produit la particule α , le long de son trajet dans les gaz, est donc, à la répartition initiale près, identique à l'ionisation que produisent, dans les mêmes gaz, les autres agents ionisants.

L'ionisation produite par l'ensemble des particules

augmente d'abord à mesure que la vitesse de ces particules diminue et passe par un maximum vers la fin du parcours.

D'autre part, on sait que les ions positifs peuvent, lorsqu'ils se meuvent assez vite, produire de nouveaux ions par leurs chocs contre les molécules du gaz. M. Townsend a montré que le nombre d'ions ainsi produits augmente avec la vitesse des ions positifs. Il doit exister une vitesse de l'ion positif pour laquelle l'ionisation tend vers un maximum, que les expériences sur l'ionisation par chocs n'ont pas permis d'atteindre parce que la décharge disruptive se produit avant. On sait que dans le cas des ions négatifs il existe un tel maximum qui a pu être sensiblement atteint par l'expérience; il se produit quand les corpuscules négatifs ionisent toutes les molécules rencontrées. La production d'ions diminue, quand les corpuscules commencent à pouvoir traverser les atomes et, pour les rayons β , l'ionisation produite devient relativement faible.

Dans le cas des rayons α , si l'on procède par analogie, ce maximum doit se produire aussi au moment où les particules atteignent leur vitesse critique, c'est-à-dire tout à fait à la fin du parcours. Il semble donc que l'ionisation produite par une seule particule doive aller en augmentant ou doive tendre vers une limite à la fin du parcours.

J'ai montré (n° 24) que l'expérience semble confirmer cette hypothèse, parce que les propriétés de l'ionisation sont différentes, pour une même intensité de l'ionisation, de part et d'autre du maximum de la courbe d'ionisation.

J'ai indiqué plusieurs hypothèses qui permettraient d'interpréter l'existence de ce maximum de la courbe.

A la structure particulière des rayons α et à ce fait que la particule produit un très grand nombre d'ions le long de sa trajectoire, est liée une recombinaison intense qui s'effectue entre *tous* les ions produits par une même particule et non pas uniquement entre les deux ions

provenant d'un même atome. Je pense avoir établi ce fait qualitativement et quantitativement en montrant :

1° Qu'il existe une dissymétrie marquée entre les courbes de saturation tracées pour différentes inclinaisons du champ par rapport à la trajectoire des particules α .

La saturation, relativement facile quand le champ est perpendiculaire à ces trajectoires, tend à devenir infiniment difficile quand la direction du champ tend vers la direction des trajectoires ;

2° Qu'il existe une relation quantitative entre les courbes obtenues pour différentes inclinaisons relatives du champ et de la trajectoire. Seule, la composante du champ perpendiculaire à la trajectoire a pour effet de modifier la recombinaison initiale. Il s'ensuit que la recombinaison entre les deux ions provenant d'un *même atome* est négligeable ;

3° Que la recombinaison est d'autant plus marquée que la densité linéaire de l'ionisation produite par une même particule est plus grande ;

4° Que les courbes obtenues dans différents gaz peuvent se déduire les unes des autres avec une approximation assez grossière mais suffisante, en utilisant les différentes constantes qui s'appliquent aux ions produits par d'autres agents ionisants dans les mêmes gaz.

Bien que de nature particulière, les rayons β ne doivent présenter le phénomène de recombinaison initiale que d'une manière très peu marquée parce que les particules β ne produisent par centimètre qu'un petit nombre d'ions le long de leur trajectoire (25 fois moins que les particules α).

Il me reste à remercier tous ceux qui, d'une manière plus ou moins directe m'ont facilité ces recherches. Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. Langevin auprès de qui j'ai fait mes débuts au laboratoire et dont une

hypothèse, un peu hardie à l'époque où elle a été faite, a servi de point de départ à cette Thèse; à M^{me} Curie qui m'a fourni la plus grande partie du polonium que j'ai utilisé et qui n'a cessé de s'intéresser à mon travail; à MM. E. Urbain et Feije. Enfin, je dois remercier M. Berlemont et M. Beaudouin, constructeurs, qui, par leur obligeance bien connue, m'ont apporté un concours précieux au point de vue matériel.

Vu et approuvé :

Paris, le 15 février 1910.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 15 février 1910.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
L. LIARD.



SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Cryoscopie.

Vu et approuvé :

Paris, le 15 février 1910.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 15 février 1910.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
L. LIARD.

